Das System

der

Skiaskopie und Ophthalmoskopie

vom Standpunkt der physischen, physiologischen und geometrischen Optik.

Von

Dr. HUGO WOLFF
in Berlin.

Mit 15 Textfiguren und 10 Tafeln.



BERLIN 1906.
VERLAG VON S. KARGER
KARLSTRASSE 15.

GEDRUCKT BEI IMBERG & LEFSON IN BERLIN W. 9.

Inhalt.

§ 1.

Nachdem die in früheren Schriften durch mich klargelegten Gesichtspunkte der Betrachtung in den Diskussionen der letzten Jahre sich als stichhaltig erwiesen haben, wird es nunmehr an der Zeit sein, auf Grund derselben durch eine eingehende Untersuchung des gesamten Systems der Skiaskopie breitere, d. h. neue, Grundlagen für eine allgemeine Verständigung und weitere Forschung zu gewinnen.

Im folgenden wollen wir zunächst die im System der Skiaskopie stetig wechselnden physischen Vorgänge in allen charakteristischen Phasen ihrer beobachtbaren Erscheinungen mit möglichster Naturtreue feststellen und ihr Zustandekommen sowohl aus den Vorgängen im beobachteten Auge synthetisch vorhersagen, als auch ihre Verwirklichung am Augenspiegel in der Luft bezw. ihre Abbildung im Beobachterauge auf Grund der, in meinen früheren Arbeiten dargelegten, theoretischen Grundsätze genauer untersuchen. Hierbei wird sich zeigen, dass die, zuerst durch mich angegebene, Einführung des Augenspiegeldiaphragma bezw. seines vom beobachteten Auge entworfenen Bildes in die Theorie des Augenspiegels allgemein für die Darstellung des direkten aufrechten und umgekehrten myopischen Bildes wesentliche Vereinfachungen bietet.

Es wird, was ich schon früher zeigen konnte, noch klarer werden, dass die undeutliche Stelle identisch ist mit dem Verschwinden allen Lichtes aus dem System und in einem engeren Sinne lediglich hierdurch κατ' ἐξοχήν an den Ort des reflektierenden Augenspiegels unlösbar gekettet ist, daher ein Vikariieren der Arztiris für den letzteren nicht existiert.

Wir werden finden, dass bei genauerem Zusehen die Erscheinungen in einzelnen Phasen der Untersuchung in charakteristischer Weise ihr Gesicht verändern und, dass dies mit stetigen grundlegenden Änderungen des Gesichtsfeldes und der Beleuchtung zusammenhängt, welche ihrerseits eine Folge davon sind, dass eine Blende im System (Augenspiegel) zugleich der einzige Lichtträger ist und, dass diese Blende, zufolge ihrer stetig wechselnden Lage zu einem Brennpunkte des Systems (Fernpunkt), ihre Funktion ändert, indem sie einmal als Ein- bezw. Austrittspupille, ein anderes Mal als Gesichtsfeldblende, zugleich in beiden Fällen als Lichtquelle, agiert.

Wir werden dann die eingreifenden Modifikationen, welchen die geschilderten Erscheinungen infolge sphärischer Aberration und Astigmatismus mit schrägen Achsen unterworfen sind, in analoger Weise genau betrachten. Insbesondere wollen wir die Grössen suchen, von welchen die Schattendrehung abhängt und durch deren Elimination dieselbe verschwindet.

Endlich wollen wir das Wesen der skiaskopischen Abbildung und des skiaskopischen Richtungswechsels einer allgemeinen mathematischen Betrachtung unterwerfen. Wir werden sehen, dass der Richtungswechsel im System, so lange es sich überhaupt um die Abbildung des weissen Lichtes an der Beobachternetzhaut handelt, sich aus mathematischen Beziehungen erklärt, welche zwischen dem im Fernpunkt entworfenen nichtselbstleuchtenden Lichtbilde und den es erleuchtenden Hälften der beobachteten Pupille bestehen und welche sich ihrem Wesen nach aus der statthabenden primären Abbildung durch die feine zentrale Öffnung des Augenspiegeldiaphragma herleiten, während die Abbildung durch das brechende System des Beobachterauges und also irgend welche Kardinalpunkte nur eine sekundäre Rolle spielen. Es ergibt sich demnach, dass, sofern man von der Bildentstehung des weissen Lichts an der Beobachternetzhaut ausgeht, die Tangente des Einfallswinkels im Augenspiegelloch der Koeffizient ist, von dessen Vorzeichen der Richtungswechsel abhängt; so dass die allgemeine Erörterung der Skiaskopie an die beschränkenden Voraussetzungen

der parachsialen Optik nicht gebunden ist. Denn es kommt nicht darauf an, ob alles Licht der einfallenden Büschel in vor, in oder hinter der Beobachternetzhaut gelegenen Punkten gesammelt wird; sondern nur, ob die Hauptstrahlenneigungen aller Büschel nach dem Raume oberhalb oder unterhalb der Achse zielen. Von diesem Standpunkt (der Bildentstehung) gelangen wir aber nicht zur Auffindung des Querschnitts im System, an welchen der Richtungswechsel gebunden ist; ersterer ist für die Skiaskopie nicht charakteristisch.

Aus der primären Lochabbildung erklärt sich die Frage, wann und warum der Beobachter neben dem Schatten einmal nur helles Licht, ein anderes Mal ein verwaschenes Netzhautbild in der Ebene der beobachteten Pupille sieht: dass dieser Wechsel nämlich, abhängig vom steten Wechsel des Öffnungsverhältnisses der abbildenden Lichtbüschel und unabhängig von der optischen Einstellung des Beobachterauges (sei es auf das Fernpunktbild oder die beobachtete Pupille), sozusagen von selbst auftritt.

Die Lichtbrechung im System bewirkt hierbei, dass der Wechsel dieser grundverschiedenen physischen Vorgänge in einer rapiden, dem steten Wechsel der Objektentfernungen nicht proportionalen, Weise vor sich geht. Die Gesetze, welchen sie folgen, werden durch empirische Rechnung gefunden und haben eine Stütze in allgemeinen, aus der Theorie der Zerstreuungsbilder bereits bekannten, Formeln. Dieser rapide Wechsel basiert auf der Voraussetzung, dass ganz allgemein beide Augen, das des Beobachters und des Beobachteten, notwendigerweise auf endliche Entfernung eingestellt sind und in specie, dass nicht sowohl der Beobachter die Netzhaut oder die beobachtete Pupille, als besonders das beobachtete Auge die lichtspendende Blende des Systems im Zerstreuungsbilde sieht.

Der spezielle Ort des Richtungswechsels adhäriert, wie schon erwähnt, unlöslich der reflektierenden Ebene des lichtspendenden Diaphragma, als einem im entscheidenden Moment der Netzhaut des beobachteten Auges konjugierten Querschnitt, und ist dadurch gekennzeichnet, dass die vorher achsensenkrechte Lichtbewegung für das System in eine achsenkonzentrische übergeht.

Es ergibt sich daher, dass eine Konkurrenz zwischen der Beobachteriris und dem Augenspiegeldiaphragma, dessen zentrale Öffnung beliebig weit sein mag, nicht existiert, dass die Ausschaltung des letzteren aus der Betrachtung nicht angängig, letzteres vielmehr den vornehmsten Gegenstand der Theorie bildet.

Endlich werden wir für die spezielle Verwirklichungsweise des Richtungswechsels (Schattenwechsels) analoge Beziehungen zwischen dem Querschnitt eines im Sinne der (achsenkonzentrischen) Lichtbewegung letzten am Spiegellochrande vorbei zum Bilde der beobachteten Pupille, in oder an der Beobachternetzhaut, gelangenden Lichtkegels zu den Hälften der beobachteten lichtspendenden Pupille und damit den speziellen Ausdruck meiner entoptischen Theorie finden; wobei aber gleichgültig, ob das Bild der beobachteten Pupille an der Beobachternetzhaut, wie in der zufälligen Wirklichkeit notwendigerweise gleichsam von selbst, entsteht oder nicht.

Es ergibt sich demnach jedenfalls, dass der Richtungswechsel genau genommen überhaupt kein Problem der Abbildung, weder der dioptrischen noch der Lochabbildung, des weissen Lichts an der Beobachternetzhaut, sondern ein Problem der Theorie des Schattens ist, dass in einer beträchtlichen mittleren Strecke die beobachteten Vorgänge an der Beobachternetzhaut als echte Schattenbilder entworfen werden.

Obwohl nun der Schattenwechsel in der reflektierenden Ebene des Augenspiegels κατ' ἐξοχήν statthat, so wird derselbe doch nicht in einem Moment, sondern aus geometrischen (Fokustiefe, relative Apertur) und physischen (Brennstrecke) Ursachen erst an den beiden Endpunkten einer gewissen beträchtlichen Strecke (undeutliche Strecke) wahrnehmbar, deren pheripherer Endpunkt (physiologischer Fernpunkt) gemessen werden muss.

Vorliegende Arbeit wird also die erste systematische Behandlung des Gegenstandes unter fast durchweg neuen Gesichtspunkten bringen, sich aber folgerichtig meinen früheren Schriften hierüber anschliessen. Der Weg ist weit. Wir wollen uns indes die Mühe nicht verdriessen lassen, denn das Ziel ist lohnend. —

Wenn sich jemand zum ersten Male einem Menschen gegenübersetzt, um mit dem Augenspiegel aus einiger Entfernung das Augenleuchten und die bei Drehungen des Augenspiegels in der beobachteten leuchtenden Pupille sich bewegenden eigentümlichen Schatten (Cuignets Verfahren 1873) zu beobachten, so genügt es ihm wohl, zu wissen, dass, wenn das beobachtete Auge von Natur oder infolge Vorlegen eines Convexglases kurzsichtig ist, diese Schatten, je nach seiner Annäherung oder weiteren Entfernung vom Beobachteten (labile Methode, Chibret 1882) bezw. Veränderung der optischen Einstellung des untersuchten Auges durch successive davorgelegte Glaslinsen (stabile Methode Cuignet), einmal mit der Spiegeldrehung, ein anderes Mal derselben entgegen wandern und dass dazwischen eine mittlere undeutliche Stelle, der Fernpunkt, liegt, wo nichts von den Schatten zu sehen ist und welcher abgemessen wird. Dass ferner dieser Richtungswechsel der Erscheinungen in irgend einem Zusammenhange mit dem Umstande stehen wird, dass das in das beobachtete Auge mittelst des Augenspiegels reflektierte Licht bis zu dessen Netzhaut gelangt, dortselbst einen Lichtfleck, das »Beleuchtungsfeld«, erzeugt, welcher nun mit derselben einmal aus der Nähe im aufrechten ophthalmoskopischen Bilde, also nach Art einer Lupenbetrachtung, dass andere Mal aus weiterer Entfernung im umgekehrten Fernpunktbilde, also nach Art der durch Brennlinsen entworfenen Bilder (Objektivbild), scharf oder verschwommen vom Beobachter wahrgenommen wird. Hierauf beruht die zuerst durch E. Landolt[1]) 1878 gegebene Theorie dieser Untersuchungsmethode (vgl. § 17).

§ 2.

Wenn wir danach fragen, worauf die genannte Undeutlichkeit an jenem mittleren Orte beruht, welcher nach unserer Annahme mit dem Orte des gesuchten Fernpunkts des beobachteten Auges identisch sein

---

[1]) Ferner: E. Landolt, Refraction et Accommodation in de Wecker et Landolt, Traité complet d'Opht. III. 1887. p. 265—272.

Derselbe, Die Untersuchungsmethoden. Handb. von Graefe-Saemisch. Bd. IV, Abt. I. 1904.

soll, so müssen wir uns erinnern, dass alles Licht, welches in das beobachtete Auge bis zu dessen Netzhaut und zurück von letzterer durch die beobachtete Pupille und durch das zentrale Augenspiegelloch gewöhnlich in unser Auge hineingelangt, seine Quelle in der reflektierenden Fläche des Augenspiegels hat. Wenn dieser also mit dem Fernpunkt — d. h. demjenigen fernsten Punkte, von welchem das untersuchte Auge noch scharfe Bilder auf seiner Netzhaut entwirft — zusammenfällt, so wird auf letzterer, eine punktförmige Abbildung vorausgesetzt, das scharfe Bild des beleuchtenden Augenspiegels und im Mittelpunkt desselben das scharfe Bild des zentralen Sehlochs entstehen. Dasselbe ist dunkel, weil das Augenspiegelloch (bei durchbohrten Spiegeln) kein oder (bei undurchbohrten Spiegeln mit aus dem Silberbelage ausgekratzter Sehöffnung) im Vergleich zur versilberten Umgebung nur sehr schwaches Licht reflektiert. Umgekehrt werden, nach dem Gesetz der Reziprozität, alle aus dem untersuchten Auge austretenden Lichtkegel, deren gemeinsame Basis in der beobachteten Pupille, deren Spitzen in der Netzhaut bezw. in der reflektierenden Fläche des Augenspiegels gelegen sind — vorausgesetzt, dass letzterer etwa mit einer im Fernpunkt gedachten achsensenkrechten Ebene zusammenfällt — nach der Achse des Systems zu durch eine innere Zone von Lichtkegeln begrenzt sein, deren Spitzen ihren Ort in der Augenspiegellochperipherie haben und welche ihrerseits einen kegelförmigen, um die Achse gelegenen dunklen Raum umhüllen, dessen Spitze am Schnittpunkte aller Kegelmäntel vor dem Augenspiegel liegt, dessen Basis mit dem Augenspiegelloch zusammenfällt.

Demnach könnte an jenem mittleren Orte theoretisch keiner von allen den aus dem beobachteten Auge herausgelangenden Lichtkegeln durch das Augenspiegelloch hindurch- und in das Beobachterauge hineingelangen. Da aber die meisten menschlichen Augen, wegen der optischen Mängel (Dezentration, Chromasie, Astigmatismus, sphärische Aberration) keine genaue Abbildung liefern, so gelangt ein Teil aberrierender Lichtstrahlen am Augenspiegellochrande vorbei bis zu unserer Netzhaut. Darum

sehen wir im genannten Moment die beobachtete Pupille, wenn auch naturgemäss nur mattrot, noch leuchten. Wenn wir nun den Augenspiegel in gewohnter Weise drehen, so wandern die Spitzen jener Lichtkegel nicht achsensenkrecht, sondern entlang der Augenspiegellochperipherie, also im Kreise um unsere Sehachse herum. Aus diesem Grunde können wir, wenn unser Augenspiegel am Orte des Fernpunktes steht, die bekannten Erscheinungen, welche als Folge der achsensenkrechten Lichtbewegung sonst auftreten, nicht sehen.

In einem Falle jedoch erscheint die beobachtete Pupille auch in Wirklichkeit an jenem mittleren Orte fast vollkommen lichtlos; wenn nämlich die beobachtete Pupille eng oder der Untersuchte willkürlich auf den Augenspiegel akkommodiert. Wegen der jetzt genaueren Abbildung des weissen Lichts im Fernpunkte fallen die Spitzen jener inneren Lichtkegelzone genauer mit der Augenspiegellochperipherie zusammen, und die aberrierende, am Augenspiegellochrande vorbei bis zu unserer Netzhaut gelangende Lichtmenge wird entweder absolut so klein, dass sie überhaupt nicht wahrgenommen wird, oder relativ so geringfügig, dass sie um so mehr als Dunkelheit empfunden wird, je heller kurz vorher die Beleuchtung war (successiver Kontrast). Es kommt hinzu, dass die Macula lutea im lebenden Auge eine stark dunkle Färbung zeigt, wegen der reichlicheren Pigmentierung im Epithel und der besonderen Dichte des Kapillarnetzes [Gullstrand[1])], teils auch, weil sie infolge besonderer Wölbung der Netzhautoberfläche eine gewisse Lichtmenge seitwärts regelmässig reflektiert [Dimmer[2])].

Wir sahen hier schon, was wir später noch genauer betrachten müssen, dass die undeutliche mittlere Stelle in der Beobachtung der Phänomene von der eigentümlichen Beleuchtung mittelst eines in einer zentralen Zone nicht reflektierenden Spiegels κατ' ἐξοχήν abhängig ist. Demnach dürfen wir a priori annehmen, dass von einer Konkurrenz zwischen den beiden Diaphragmen, Augenspiegel und Beobachteriris, nur unter der nicht statt-

[1]) Arch. f. Ophth. LXII. Bd. 1. H. Die Farbe der Macula lutea.

[2]) Die ophthalmoskopischen Lichtreflexe der Netzhaut. 1891. Leipzig und Wien.

habenden Annahme die Rede sein könnte, dass die Iris des Beobachters an ihrer Vorderfläche ebenfalls mit einem Spiegelbelage versehen wäre. Die absolute Grösse bezw. das Grössenverhältnis der beiden Öffnungen, Augenspiegelloch und Beobachterpupille, kommt daher ebenfalls nicht in Frage, da wir genötigt sind, das einzige lichtspendende Diaphragma in der sog. Primärstellung stets soweit gegen den korrespondierenden Rand unserer Pupille zu verschieben, dass wir vorerst die beobachtete Pupille ganz erleuchtet sehen.

§ 2 a.

Die sogenannte Undeutlichkeit der Phänomene, welche im wahren Sinne auf einem Verschwinden der Phänomene infolge Ausweichens der Lichtkegel aus einer achsensenkrechten nach einer kreisförmigen achsenkonzentrischen Bewegungsrichtung beruht, ist bekanntlich in einer gewissen

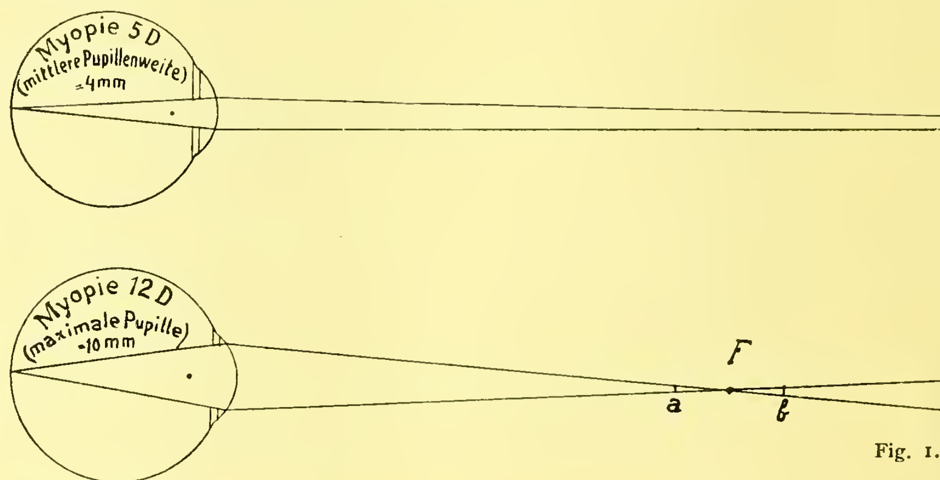
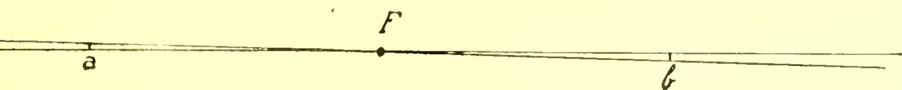


Fig. 1.

mittleren Strecke der Achse (»undeutliche oder neutrale Strecke«) zu beobachten. Letztere hängt, wie ich zeigen konnte, mit der Fokustiefe (Tiefenschärfe, Achsialvergrösserung) zusammen, einer allen optischen Systemen gemeinsamen Eigenschaft, welche ihren Massstab im Grunde in der Sehschärfe des menschlichen Auges hat und darin beruht, dass optische Bilder auch in allen denjenigen achsensenkrechten Ebenen noch scharf erscheinen, wo die von jedem Punkte der eigentlichen Fokalebene

ausstrahlenden Lichtkegel einen Querschnittsdurchmesser von nicht mehr als 0,1 mm haben. In diesem Falle erscheinen diese Querschnitte nämlich in der gewöhnlichen Sehdistanz von 30 cm dem Beobachterauge unter höchstens einer Bogenminute, und die Bilder jener Querschnitte in der Beobachternetzhaut haben demnach eine Grösse von ca. 0,005 mm, gleich dem durchschnittlichen Querschnitt zweier benachbarter Sehzapfen. Da aber zur getrennten Wahrnehmung zweier Punkte wenigstens ein minder belichteter Sehzapfen dazwischen liegen muss (Hering), so werden zwei Punkte von weniger als 0,1 mm gegenseitiger Entfernung auf unserer Netzhaut noch als ein Punkt empfunden oder mit anderen Worten: die Zerstreuungskreise von Punkten jener der Fokalebene benachbarten Ebenen werden nicht getrennt wahrgenommen. Die Fokustiefe ist also objektiv gleich der Entfernung zweier gleichweit vor und hinter dem Schnittpunkte



eines Lichtkegels gelegenen Querschnitte, deren Durchmesser 0,1 mm betragen. In dieser rein geometrischen Beziehung ist die Fokustiefe abhängig vom Verhältnis der Länge des Lichtkegels zur Abblendung an seiner Basis (relative Öffnung). Denn der Winkel, welchen ein aus dem beobachteten Auge austretender und nach dessen Fernpunkte F konvergierender Lichtkegel einschliesst, wird um so kleiner und demnach die Fokustiefe um so länger sein, je kleiner die untersuchte Pupille und

je länger der Lichtkegel, Fernpunktabstand, ist. Man kann dies aus Fig. 1 an den verschiedenen Entfernungen der gleich grossen Querschnitte a und b ohne weiteres ablesen. Den Teil der Gesichtslinie, in welchem die bei einem gegebenen Akkommodationszustande ohne merkliche Undeutlichkeit sichtbaren Objekte liegen, hat J. Czermak die Akkommodationslinie benannt.

Wir können also sagen, dass alle innerhalb dieser Linie, welche, wie Fig. 1 zeigt, geometrisch darstellbar ist, gelegenen achsensenkrechten Objekte auf der Netzhaut des menschlichen Auges gleich scharf abgebildet werden, und reziprok: von der Netzhaut oder von in ihr entworfenen Bildern (z. B. dem dunkeln Augenspiegelloch) in allen Querschnitten jener Linie gleich scharfe Bilder entworfen würden.

Demnach müssten in dieser ganzen Strecke die erörterten physischen Voraussetzungen für die sogenannte Undeutlichkeit oder richtiger das Verschwinden der skiaskopischen Phänomene zutreffen.

Das menschliche Auge liefert keine punktförmige Abbildung. Letztere ist nur eine, aus Gründen der Vereinfachung berechtigte, fälschliche Annahme der geometrischen Optik. Die Wellenlehre kennt nur eine Abbildung in Lichtfleckchen (Beugungsscheibchen). Ein solches Lichtfleckchen, in welchem ein leuchtender Punkt durch eine feine Öffnung auf einem gegenüberliegenden Schirm sich abbildet, kann in elementarer Weise nach der Formel von Schwerd[1])

$$d = 2{,}44 \cdot \frac{\lambda e}{D}$$

berechnet werden; streng genommen gilt dieselbe nur für unendlich fernen Objekt- und Schirmabstand. Unter der Annahme also, dass die Formel auch für den (dem reduzierten Auge entsprechenden) Schirmabstand e = 20 mm gelte (wobei wir den Pupillenabstand von der Netzhaut [nach

---

[1]) F. M. Schwerd, Die Beugungserscheinungen aus den Fundamentalgesetzen der Undulationstheorie, analytisch entwickelt und in Bildern dargestellt. Mannheim 1835.

Donders[1]) = 19 mm] gleich der hinteren Brennweite setzen), ferner die mittlere Wellenlänge des Lichts = 0,00057 mm, Durchmesser der Öffnung (Pupillenweite) D = 5 mm; so würde der lineare Durchmesser des Beugungsscheibchens auf dem Papierschirm = 0,005517 mm betragen. Dadurch, dass nun das brechende System des Beobachterauges hinter die Öffnung tritt, zieht sich das Beugungsscheibchen zusammen und zwar mit Zunahme der Pupillenweite, wenn das Auge frei von sphärischer Aberration oder letztere wenigstens klein gegenüber der Beugung und der chromatischen Abweichung wäre. Das Lichtscheibchen ist dann noch von konzentrischen Interferenzringen umgeben, welche wegen ihrer Lichtschwäche vernachlässigt werden können. Aber diese Werte sind für nahe Objekt- und Schirmabstände, wie erwähnt, nicht richtig; weil der Beugungswinkel ($\sin u = 1{,}22 \cdot \frac{\lambda}{D}$ [Schwerd]) nur für unendliche Entfernung gilt. Für beliebige endliche Entfernungen sind die Verhältnisse viel komplizierter (vgl. E. Lommel: »Die Beugungserscheinungen einer kreisrunden Öffnung etc.« München 1884 und Abh. d. k. b. Ak. d. Wiss. II. Cl. XV. Bd. II. Abt.).

Die von einem beleuchteten Punkt der Netzhaut des beobachteten Auges nach dessen Pupille divergierenden Lichtstrahlen ferner werden gewöhnlich durch die Randzone der brechenden Medien an einer näher dem Auge gelegenen Stelle, die durch die zentrale Zone gehenden an einem ferneren Orte — umgekehrt bei Starmyopie, Lenticonus, Keratoconus — vereinigt (positive bezw. negative sphärische Längsaberration), so dass gleichsam ein Objektpunkt in mindestens zwei hintereinander gelegenen Bildpunkten abgebildet wird. Nach Gullstrand beträgt die sphärische Aberration in einer mittleren optischen Zone von 4 mm Durchmesser = 4 Dioptr. Ferner werden bekanntlich die roten Strahlen schwächer gebrochen als die blauen, es entsteht demnach an jedem der Bildpunkte noch eine Brennstrecke wegen der Chromasie. Hierzu kommen noch

---

[1]) Donders, Anomalien der Refraktion und Akkommodation, S. 151. Wien 1888.

die Abweichungen wegen des Astigmatismus, Dezentration, schiefer Incidenz. Durch alle diese Dinge wird der Durchmesser d des Beugungsscheibchens vergrössert bezw. die neutrale Strecke noch verlängert.

Wir können also die neutrale Strecke auch definieren als die Strecke der Querschnitte (oder Zerstreuungskreise) von angenähert gleicher Helligkeit oder Lichtverteilung (der dem Spiegellochumfang anliegenden Lichtkegel). Die genaue Berechnung der letzteren ist allerdings, zumal am menschlichen Auge, grossen Schwierigkeiten unterworfen (vgl. S. Finsterwalder, »Die von optischen Systemen grösserer Öffnung erzeugten Bilder«. Abh. d. k. b. Ak. d. W. II. Cl. XVII. Bd. III. Abt. S. 519—587).

Wir wollen noch erinnern, dass die Achsialvergrösserung (Fokustiefe) proportional dem Quadrat der Lateralvergrösserung (Linearvergrösserung, d. i. der von den Schnittweiten abhängigen Vergrösserung schlechtweg) wächst.

Hiermit stimmt die, nach Messungen an einer Reihe presbyopischer Augen, von mir gefundene Tatsache annähernd überein (vgl. meine Monographie 1902 p. 40, Berlin, S. Karger), dass die neutrale Strecke mit der successiven Zunahme des Fernpunktabstandes vom untersuchten Auge zunimmt. Ich fand (l. c.) die Länge der neutralen Strecke bei mittlerer Pupillenweite und einem Fernpunktabstande von 16 cm (Myopie 6 Dioptr.) etwa 1 cm, bei einem Abstand von 33 cm (Myopie 3 Dioptr.) = 3 bis 5 cm, bei einem Abstande von 50 cm (Myopie 2 Dioptr.) = 7—9 cm, bei einem Abstande von 1 m (Myopie 1 Dioptr.) = 15—20 cm. Diese Werte stimmen mit dem genannten Gesetze angenähert überein.

Dieser Fokaldifferenz der neutralen Strecke entspricht ein Refraktionsunterschied von ca. 0,5—0,75 Dioptr. Wenn man, wie es früher empfohlen wurde, diejenige Stelle abmisst, wo das mitläufige Phänomen verschwindet, so findet man den zentralen Endpunkt der neutralen Strecke und somit das stärkste Konkav- bezw. schwächste Konvexglas, welches der Untersuchte, wie man sagt, noch annimmt. Da es aber vielmehr unsere Absicht ist, das schwächste Konkav- bezw. stärkste Konvexglas festzustellen,

welches der Beobachtete zum Scharfsehen brauchen kann, so müssen wir den peripheren Endpunkt der neutralen Strecke abzumessen suchen, d. i. denjenigen Punkt, an welchem das Phänomen, nunmehr gegenläufig, wieder sichtbar zu werden beginnt. Diese Grenze ist ziemlich scharf eruierbar, und die nach dieser Regel ausgeführten Messungen zeigen eine auffallende Übereinstimmung mit den Resultaten der subjektiven Refraktions- und Sehprüfung, in der Regel auf 0,25 Dioptr. genau, wie ich auf Grund von 7 jährigen Erfahrungen heute wiederholen kann. Bei entsprechender Einteilung des Bandmasses in zehntel Dioptrien würde die Genauigkeit noch gesteigert, was für die praktischen Zwecke der Brillenbestimmung allerdings nicht in Betracht kommt. In Hinsicht auf die Bedeutung, welche dem peripheren Endpunkte der Akkommodationslinie oder Fokustiefe bezw. der durch die Aberrationen sich hierzu summierenden skiaskopischen neutralen Strecke (Brennstrecke) bezüglich der Genauigkeit der Messungsresultate nach obigem zukommt, wird die besondere Benennung dieser Grenze als »physiologischer Fernpunkt«, zum Unterschiede vom mittleren eigentlichen Fokalpunkte jener Strecke, dem »physikalischen Fernpunkte« bezw. Orte der kleinsten Zerstreuung, gerechtfertigt sein.

Um also den physikalischen Fernpunkt zu bestimmen, wäre der zentrale und der periphere Endpunkt der Fokustiefe bezw. jener undeutlichen (Brenn-) Strecke zu messen und von beiden das Mittel zu nehmen. In ähnlicher Weise, aber in unbestimmten weiteren Grenzen, wurde bisher bei der stabilen Methode verfahren. Diese Messungsweise entspricht nach obigem nicht unseren Zwecken.

§ 3.

Fragen wir nun weiter, wie der Richtungswechsel der beobachteten Phänomene verwirklicht wird, derart, dass sie an dem einen zentralen Ende der neutralen Strecke auftauchend eine mit der Augenspiegeldrehung mitläufige, an dem anderen peripheren Ende gegenläufige Bewegung zeigen. Die Schnittpunkte, falls eine punktweise Abbildung überhaupt

stattfindet, jener dem Augenspiegellochrande gleichsam adhärierenden achsenkonzentrischen Zone (§§ 2, 2a, 8, 10, 16) von Lichtkegeln liegen jetzt nicht, wie vorhin, in der Ebene der Augenspiegellochperipherie, sondern z. B. mehrere Millimeter davor oder dahinter, so dass alle schmalen Kegel dieses, den achsenkonzentrischen dunklen Raum umhüllenden, Lichtmantels an der Augenspiegellochperipherie vorbei und zur Beobachternetzhaut gelangen. Infolge der Spiegeldrehung von oben nach unten sei wieder der Lichtfleck in der Netzhaut des untersuchten Auges nach unten und demnach die in der dicht vor dem Augenspiegel gelegenen

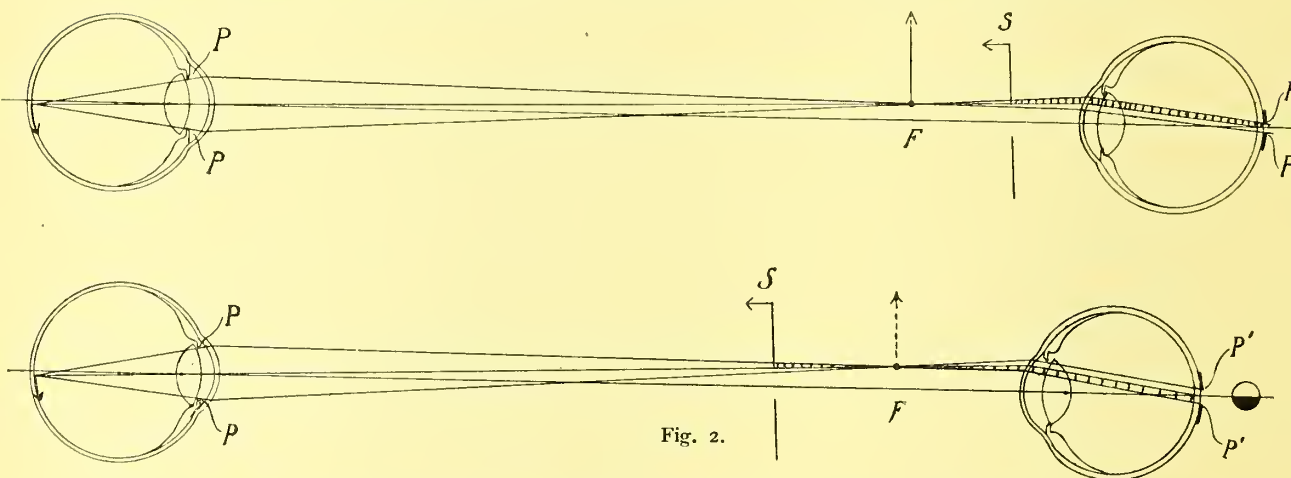


Fig. 2.

Fernpunktebene sich kreuzenden Lichtkegel achsenkonzentrisch um den dunklen Raum herum nach oben gewandert, bis noch eben ein letzter voller Lichtkegel am Augenspiegellochrande vorbei in das Beobachterauge gelangt.

Der Augenspiegel stehe in Fig. 2 etwa 10 mm vor dem Hornhautscheitel des Beobachterauges, der Fernpunkt 5 mm weiter entfernt vor dem Augenspiegel. Beide Objekte können nach den elementaren Abbildungsgesetzen nicht an der Beobachternetzhaut abgebildet werden, da sie nahe dem vorderen Brennpunkte desselben (φ_1 = 13,5 mm vor dem Hornhautscheitel [Helmholtz-Auge, Ferneinstellung]) liegen. Vom Augenspiegel wird, unter Zugrundelegung des Helmholtzschen für die Ferne akkommo-

dierten Auges, ein virtuelles vergrössertes, ca. 142 mm vor der Hornhaut gelegenes, von jenem letzten Lichtpunkte des Fernpunktfokus F ein reelles, 214 mm hinter der Netzhaut gelegenes Bild entworfen.

Wo jener vom letzten Lichtpunkte des Fernpunktfokus F am Augenspiegellochrande vorbeigelangende Lichtkegel die Beobachternetzhaut durchstösst, entsteht demnach ein Zerstreuungskreis dieses Lichtpunktes. Dieser Zerstreuungskreis ist von Helmholtz das entoptische Gesichtsfeld genannt worden (Physiologische Optik S. 184 ff.). Die Grösse desselben ist nicht wie sonst, bei selbstleuchtenden Punkten, abhängig von der Weite der Beobachterpupille oder hier des Augenspiegellochs, sondern weil der Lichtkegel das Spiegelloch nicht ausfüllt, von der Weite der beobachteten Pupille, aus welcher jeder nicht selbstleuchtende Punkt des F-Bildes alle von ihm aus nach rechts divergierenden Lichtstrahlen rückwärts erborgt. Demnach ist das entoptische Gesichtsfeld hier identisch mit dem, gleichviel ob scharfen oder verwaschenen, Bilde der beobachteten Pupille. Hierbei ist es gleichgültig, ob die natürliche Pupille des untersuchten Auges bloss durch dessen Hornhaut (scheinbare Pupille) oder noch durch eine dicht vor letztere gesetzte Glaslinse hindurch betrachtet wird.

Wird jetzt der Augenspiegel, in Verfolg der oben begonnenen Untersuchung, noch weiter nach unten gedreht, so wandert jener letzte Lichtkegel nunmehr achsensenkrecht nach oben, wobei er am Augenspiegeldiaphragma in der Richtung von oben nach unten durchschnitten wird. Proportional dieser successiven Durchschneidung oder Abblendung des Lichtkegelquerschnitts muss sich das entoptische Gesichtsfeld in der Beobachternetzhaut von oben nach unten allmählich verdunkeln, was in umgekehrter, also der Spiegeldrehung entgegenlaufender Richtung nach aussen projiziert wird (gegenläufiges Phänomen). Diese Verdunklung ist identisch mit dem echten Schatten der Augenspiegellochperipherie, an welcher die von F divergierenden Lichtstrahlen in ihrem gradlinigen Verlaufe aufgehalten werden. Es ist nur ein linearer Teil des Augenspiegellochumfanges, welcher seinen Schatten wirft, da, wie erwähnt, der Durchmesser des Lichtkegelquerschnitts nicht

viel von 0,1 mm verschieden ist. Ähnlich muss das Gegenteil eintreten (mitläufiges Phänomen), wenn der Fernpunktfokus hinter die Augenspiegelebene gewandert ist, was aus Fig. 2 ohne weiteres abgelesen werden kann.

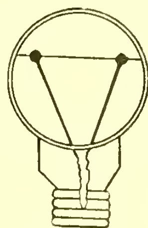
Diese Verdunklung des entoptischen Gesichtsfelds habe ich die entoptischen Schatten genannt (H. Wolff, Entoptische Skiaskopietheorie. 1905; S. Karger, Berlin). Diese Benennung rechtfertigt sich, sofern man in das Gebiet der entoptischen Wahrnehmung alle dicht vor dem Auge befindlichen Objekte, wie z. B. das Augenspiegeldiaphragma, einbezieht, welche nach den gewöhnlichen Linsengesetzen im Auge nicht abgebildet, sondern nur durch die Schatten, welche sie werfen, wahrgenommen werden können; wie man ja auch die auf der Hornhaut schwimmenden Schleimteilchen hierzu rechnet.

Mit Hülfe der entoptischen Theorie kann man die wesentlichen Punkte der Skiaskopie in wenigen Zeilen, mit oder ohne Zuhülfenahme erläuternder Figuren, dahin ausdrücken: dass der schattengebende Körper, das Augenspiegeldiaphragma, je nach der Lage des gesuchten Fernpunktlichtfokus vor oder hinter letzterem, einmal von den von F aus divergierenden, das andere Mal von den nach F konvergierenden Lichtstrahlen beleuchtet wird, demnach der entoptische Schatten in der Beobachternetzhaut einmal mit der Bewegungsrichtung des schattengebenden Körpers, ein anderes Mal derselben entgegengesetzt wandern muss, was nach aussen umgekehrt projiziert wird. Für den Moment, wo das beobachtete Auge für das Augenspiegelloch akkommodiert ist, wenn letzterer am Orte des gesuchten Fernpunkts steht, seien aus der Theorie des Augenleuchtens von Helmholtz Worte zitiert (Physiologische Optik pag. 203): »Es wird nämlich dann ein genaues dunkles Bild der Beobachterpupille auf der Netzhaut des beobachteten Auges entworfen werden, rückwärts werden die Augenmedien ein Bild dieser dunklen Stelle der Netzhaut gerade auf die Pupille des Beobachters werfen, und somit wird dieser gerade nur den Widerschein seiner eigenen schwarzen Pupille in der fremden sehen.« Die Beobachtung von Helmholtz', der mit einem undurchbohrten, unbelegten Augenspiegel

untersuchte, wird in erhöhtem Masse für undurchbohrte belegte Augenspiegel gelten; somit werden wir nach obigem für die Beobachterpupille das zentrale Loch des lichtspendenden Augenspiegels nehmen. Ferner ist zu beachten, dass trotzdem hierbei ein schwacher Grad von Augenleuchten stattfinden kann, weil die meisten menschlichen Augen nicht absolut genaue Bilder geben. Aus der Theorie des Schattens ergibt sich ferner a priori die Notwendigkeit, behufs möglichster Erzeugung von scharfen Kernschatten, eine möglichst schmale lineare und, da der Schatten gebende Körper ein linearer Teil der Augenspiegellochperipherie ist, stets demselben parallel gerichtete, also drehbare Lichtquelle zu benutzen.

Hierzu gehört auch eine möglichst scharfe Abbildung der Lichtquelle in der Netzhaut des untersuchten Auges und demnach in dessen Fernpunkte, was durch möglichste Annäherung der Lichtquelle an den (planen) Augenspiegel, und somit im gegebenen Moment an den Fernpunkt, erreicht wird.

Diese Bedingungen sind mittelst einer kleinen elektrischen Glühlampe erfüllbar. Natürlich muss der Glühfaden möglichst geradegezogen und nicht gebogen und der übliche Nabel der Glasbirne rund abgeschmolzen sein, da die Abbildung sonst schlierig wird. Die Herstellung solcher Lampen ist seit mehreren Jahren gesichert (Fig. 3). Auch ist hierbei eine genaue Zentrierung des Glühfadens mit dem Beleuchtungssystem sowie dem Augenspiegelloch von wesentlicher Bedeutung (vgl. unten § 15). Hieraus ergibt sich wieder die Notwendigkeit der Vereinigung einer linearen drehbaren Lichtquelle mit dem Augenspiegel in einem Apparat, was in meinem elektrischen Skiaskop-ophthalmometer verwirklicht wurde (l. c. und Ber. d. Heidelberger ophth. Gesellschaft, 1900, S. 180 bis 184).


Fig. 3.

Es ergibt sich ferner a priori, dass, wenn das beobachtete Auge astigmatisch und der Querschnitt jenes letzten am Augenspiegellochrande vorbei ins Beobachterauge gelangenden Lichtkegels demnach elliptisch und die Achsen schräg gerichtet sind, bei z. B. horizontalen achsen-

senkrechten Bewegungen des Lichtkegels nicht ein in der Horizontalen gelegener Punkt des Augenspiegellochrandes, sondern eine darüber oder darunter gelegene Stelle den Schatten gibt, letzterer also eine schräge Grenze erhält (vgl. §§ 14, 15). Dass letztere ferner, nach dem Sturmschen Theorem, sich im Verlauf der ganzen interfokalen Strecke drehen muss mit der wechselnden Exzentrizität der elliptischen Querschnitte; dass diese, jede Messung ausschliessende, Störung der Phänomene aber vermieden wird, sobald die Lichtquelle parallel einem Hauptschnitt bezw. senkrecht zum anderen gerichtet und bewegt wird; denn nun ist es ähnlich so wie sonst, wenn bei Benutzung einer stabilen länglichen Lichtquelle die Hauptschnitte vertikal und horizontal stehen.

Was wir vorhin durch die Abblendung jenes im Sinne der Lichtbewegung letzten Lichtkegels an der zentralen Öffnung der lichtspendenden Blende, des Augenspiegels, verwirklicht sahen, können wir auch durch eine höchst einfache Betrachtung der Vorgänge im beobachteten Auge am Bilde jener Blende, auf Grund der Abbeschen Lehre[1]) von der Eintritts- und Austrittspupille vorher bestimmen. Dieselbe ist in meiner älteren Monographie (Berlin, 1902, S. Karger) zuerst in die ophthalmologische Optik eingeführt worden. Es sei gestattet, hier die wesentlichsten Grundzüge derselben kurz in Erinnerung zu bringen.

Diese Theorie ist eigentlich aus Fig. 4 ohne weiteres abzulesen. In Fig. 4a wird, da das untersuchte Auge ein kurzsichtiges ist und der Augenspiegel S dicht ausserhalb des Fernpunkts F gelegen ist, das Bild S′ desselben im Glaskörper des untersuchten Auges dicht vor der Netzhaut liegen müssen. Die beobachtete Pupille PP wird an oder in der Netzhaut des Beobachters in P′P′ scharf oder unscharf abgebildet werden

---

[1]) S. Czapski, Theorie der optischen Instrumente, Breslau 1893 und in Handb. d. Physik von A. Winkelmann, Bd. II. Ferner:

Die Bildererzeugung in optischen Instrumenten. Bearb. v. d. wissenschaftl. Mitarbeitern a. d. opt. Werkst. von C. Zeiss. Herausgeg. von M. von Rohr. Berlin 1904, J. Springer.

müssen, sobald letzterer auch nur von ungefähr das beobachtete Auge ansieht. Da also die beiden Blendenpaare S und S′, P und P′ sich wie Objekt und Bild verhalten, so können nach dem Gesetz der Reziprozität nur diejenigen Lichtstrahlen, welche von der Netzhaut des untersuchten Auges durch das Loch des Augenspiegelbildes S′ hindurch die beobachtete

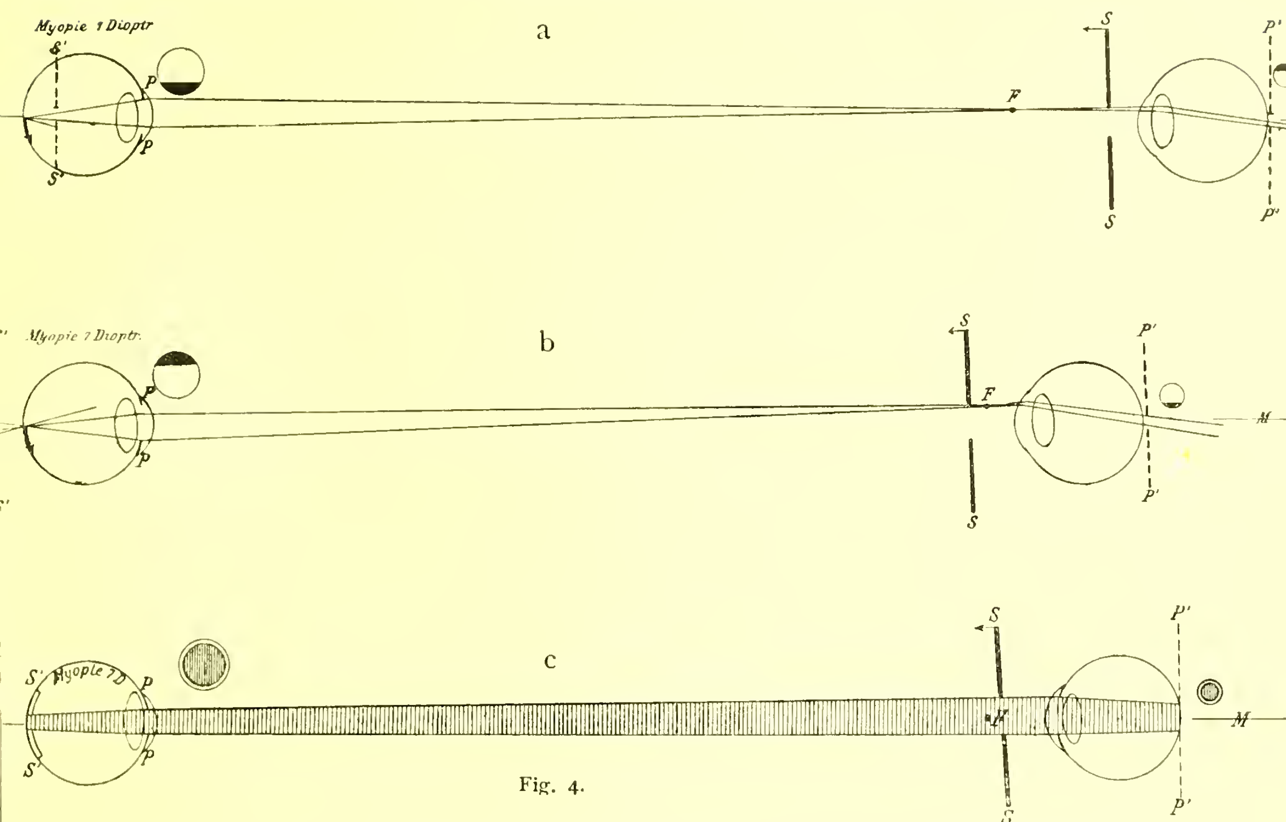


Fig. 4.

Pupille erreichen, auch vom Netzhautbilde F durch das Augenspiegelloch zum Pupillenbildchen P′ an der Beobachternetzhaut gelangen. In Fig. 4a ist der Lichtfleck in der Netzhaut des untersuchten Auges gemäss der Spiegeldrehung nach unten gewandert, so dass die untersten Strahlen jenes letzten Lichtkegels, welcher kurz vorher offenbar noch die ganze Pupille PP erleuchten musste, bereits neben das Loch des Augenspiegelbildes S′ fallen und somit nicht mehr den unteren Teil der beobachteten Pupille

erreichen. Es wird also hierdurch die für den Beobachter gegenläufige Verdunklung der beobachteten Pupille von unten her theoretisch vorherbestimmt. Ebenso wird in Fig. 4b, bei Stellung des Augenspiegels F innerhalb des Fernpunktabstandes F und Lage des Augenspiegelbildes S′ hinter der Netzhaut des untersuchten Auges, die mitläufige Verdunklung der Pupille P von oben her bestimmt. Denn nur diejenigen von der Netzhaut aus divergierenden Lichtstrahlen erreichen die Pupille P, welche rückwärts verlängert durch das Loch des Augenspiegelbildes S′ hindurchgehen. In Fig. 4c ist theoretisch kein Licht im System, da das dunkle Augenspiegelloch S im Fernpunkt F, demnach das Bild S′ in der Netzhaut des untersuchten Auges liegt. Es sei noch erinnert, dass, grob schematisch gesprochen, bei schrägachsigem Astigmatismus das sonst kreisrunde kleine Augenspiegelloch S′ elliptisch verzerrt und je nach seiner Lage dicht vor oder dicht hinter der Netzhaut alle Formen der Querschnitte des Sturmschen Conoids annehmen wird; woraus die schräge Schattengrenze und die Schattendrehung in der beobachteten Pupille angenähert erklärt werden kann. Hierüber sei auf meine Monographie (1902) bezw. auf die unten (§§ 14, 15) folgende ausführliche Darstellung verwiesen.

Die zentrale Öffnung des Augenspiegelbildes S′ umgrenzt das skiaskopische Gesichtsfeld, denn wenn ich das Netzhautzentrum mit zwei gegenüber liegenden Punkten der Öffnung S′ verbinde, so muss der eingeschlossene Winkel sich bei starker Annäherung von S′ an die Netzhaut immer mehr 180^0 nähern, also grösser werden, als der Winkel, unter dem vom Netzhautzentrum aus die natürliche Pupille (bezw. deren von der Linse 0,113 mm nach hinten von der Iris und um ca. $^1/_{18}$ vergrössertes und von der Hornhaut um 0,578 mm vorgerücktes und um ca. $^1/_7$ vergrössertes Bild [von Helmholtz]) erscheint. S bezw. S′ ist die Gesichtsfeldblende, die beobachtete scheinbare Pupille P ist demnach die Eintrittspupille und deren Bild an der Beobachternetzhaut die Austrittspupille dieses skiaskopischen Grundplanes.

Wenn die Lage und Grösse dieser Blenden bezw. ihrer Bilder und

die Bildorte des weissen Lichts, sei es durch vorstehende einfache Überlegung oder durch eine einfache Berechnung ($l_1 \cdot l_2 = \varphi_1 \cdot \varphi_2$ [Newtonsche Formel]), bekannt sind, so wird der Gang der Lichtstrahlen in einfacherer Weise, als nach den üblichen Methoden, ohne Kenntnis des Systems (der Form und Anordnung der wirksamen Flächen, Lage und Öffnung der abbildenden Büschel sowie deren Modifikation durch die im System stattfindende Brechung) gefunden, lediglich bestimmt durch die Lage und Grösse der beiden Blendenpaare S und S′, P und P′, die selber paarweise im Verhältnisse von Objekt und Bild zu einander stehen.

Die Abbesche Lehre gilt streng genommen nur unter der Voraussetzung einer punktweisen Abbildung. Im menschlichen Auge findet eine solche nicht statt. Es ist aber eine aus der oberflächlichsten Erfahrung bekannte Tatsache, dass das menschliche Auge auch bei verhältnismässig weiter Pupille und endlichem Einfallswinkel hinreichend scharfe Bilder von Gegenständen der Aussenwelt liefert.

Dies bildet, als eine gegebene Tatsache, die Voraussetzung jeder wissenschaftlichen Beobachtung. Wollten wir erstere nicht gelten lassen, so würden wir die Gesamtheit aller wissenschaftlichen Beobachtungen für nichtig und unbewiesen erklären.

Da zudem die punktförmige Abbildung, hinsichtlich der anatomischen und physiologischen Beschaffenheit unsrer Netzhaut (§ 2a), ihren Massstab in der hinreichenden Sehschärfe des Auges findet, so dürfen wir bei vorliegender Betrachtung, bei welcher es sich zunächst um die Feststellung der Definitionen und Verwirklichungsweisen beobachtbarer Naturphänomene handelt, die hinreichende Sehkraft des menschlichen Auges für die geometrische Abbildung in Anschlag bringen. Wir brauchen also nur die eine Annahme machen, dass das Augenspiegelloch durch das beobachtete Auge bezw. die beobachtete (scheinbare) Pupille durch das Beobachterauge hinreichend scharf abgebildet wird.

Die Abbesche Lehre gewährt, wie wir schon sagten, eine ausserordentliche Vereinfachung der Behandlung, besonders auch in der Konstruktion

des Strahlenganges. Die Ungenauigkeit, welche wir begehen, beruht a priori eigentlich nur darin, dass bei der Annahme endlicher Einfallswinkel die Kreuzungspunkte der Hauptstrahlenneigungen nicht genau an derselben Stelle der Achse gelegen sein werden, als bei sehr kleinen Einfallswinkeln; letzteres käme aber nur bei der Herstellung einer in ihrer Wirkung noch unbekannten optischen Kombination für die Wahl des Ortes der körperlichen Blende in Betracht.

§ 4.

Hat man die skiaskopische Untersuchungsmethode eine Zeit lang ausgeübt, so wird man auf eine Reihe höchst charakteristischer Details der beobachteten Erscheinungen aufmerksam, deren Erklärung wegen ihrer regelmässigen Wiederkehr jetzt unsere Aufgabe ist.

Untersucht man z. B. ein myopisches Auge aus weiterer Entfernung, so sieht man ziemlich scharf im Rahmen der beobachteten Pupille ein kleines Stück der Netzhaut, etwa vom Umfange der Sehnervenpapille oder ein Stück einer Gefässverzweigung, und während dieses leuchtende Netzhautstück bei der nun vorgenommenen Spiegeldrehung naturgemäss vollkommen stillsteht, breitet sich auf derselben vom gegenüberliegenden Pupillenrande her eine sichelförmige, äusserst langsam bewegliche gegenläufige Verdunklung aus (§ 6, Taf. I).

Nähert man sich auf dem Wege nach dem zu suchenden Fernpunkt (labile Methode) oder ändert man den Fernpunktabstand durch successive vor das untersuchte Auge gezetzte Glaslinsen (stabile Methode), so verschwinden die Netzhautdetails auffallend schnell (vgl. § 12a) aus der beobachteten Pupille, und man sieht einen unscharfen, gegenläufigen Schatten mit leicht konvexem Rande sich lebhaft über die ganze Pupille bewegen. Gleichzeitig entsteht eine kleine hellgraue Scheibe in der Pupillenmitte, welche sich lebhaft und gleichsinnig mit den Spiegeldrehungen bewegt. Wenn sie den Pupillenrand erreicht hat, dann schiebt sich von

demselben her der dunklere gegenläufige Schatten über sie hinweg (§ 7, Taf. II).

Weiterhin wird die hellgraue Scheibe immer grösser und weniger beweglich, bis sie, scheinbar unbeweglich, die ganze Pupille einnimmt, welche infolgedessen nunmehr in fahlem Graurot leuchtet; über dieses sieht man noch deutlich den schwarzen gegenläufigen Schatten wandern (§ 8, Taf. III).

Für einen Moment verschwinden dann die Schattenphänomene, und man sieht die Pupille von der grauen Scheibe ausgefüllt, graurot leuchtend, man mag den Spiegel drehen wie man will (§ 9).

Bald darauf erscheint der schwarze Schatten wieder, welcher sich nunmehr gleichsinnig mit der Spiegeldrehung über die graurote Pupille bezw. die sie ausfüllende hellgraue Scheibe bewegt (§ 10, Taf. IV).

Fernerhin tritt in der, im übrigen dunklen, Pupille ein schmales Lichtbändchen von auffallender Lichtintensität auf, welches sich gleichsinnig mit den Spiegeldrehungen bewegt. Die graue Scheibe hat sich zusehends verkleinert und wandert jetzt, nur bei scharfer Aufmerksamkeit erkennbar, in entgegengesetzter Richtung (§ 11, Taf. V).

Endlich sehen wir das mitläufige Lichtbändchen auf der Folie des mehr weniger verwaschenen Hintergrundes der Netzhaut des untersuchten kurzsichtigen Auges direkt sich bewegen. Untersucht man ein emmetropisches oder hypermetropisches Auge, so sieht man in diesem Falle dasselbe auf dem scharfen Augengrundbilde (§ 12, Taf. VI).

Um einen anschaulichen Vergleich zu gebrauchen, kann man sagen, dass das System der Skiaskopie somit einem Irrgarten gleicht, in welchem bei jedem Schritt, den wir vor- oder rückwärts tun, die ganze Szenerie, freilich in gesetzmässiger Weise, sich ändert.

Um dies zu untersuchen, müssen wir zunächst zusehen, welcher Art jener Lichtfleck, das sogenannte Beleuchtungsfeld, in der Netzhaut des untersuchten Auges sich in den beschriebenen sieben typischen Phasen der Untersuchung notwendig verändert, wenn wir den lichtspendenden

Augenspiegel oder — durch Aenderung der optischen Einstellung mittels vor das untersuchte Auge vorgelegter Brillengläser — den zu suchenden Fernpunkt entlang der Sehachse wandern lassen.

Wird, wie seit Chibret (1882) zumeist üblich, ein Planspiegel benutzt, und steht demnach das virtuelle Bild der reflektierten Lichtquelle in Fig. 5 (Pfeil) links, hinter der Spiegelfläche, so erfolgt der Lichteinfall in das (rechts gedachte, nicht gezeichnete) untersuchte Auge genau so,

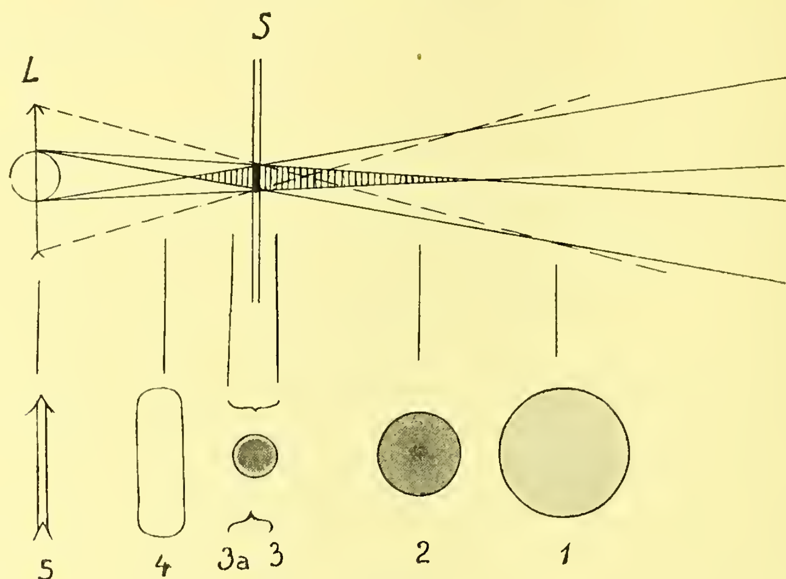


Fig. 5.

als ob die reflektierende Spiegelfläche durchsichtig, im Zentrum derselben aber, entsprechend dem nichtreflektierenden Sehloch, ein undurchsichtiger runder Schirm aufgestellt wäre. Zieht man von den Endpunkten des Querschnitts (Kreis, Fig. 5) und denjenigen der Länge der virtuellen Lichtquelle (punktiert) gerade Linien nach den beiden Endpunkten des Augenspiegellochs, so erhält man die Grenzen des am Augenspiegelloch vorhandenen lichtlosen Raums (schraffiert). Bei runder Lichtquelle wäre derselbe spindelförmig, bei länglicher mehr blattförmig, was wir hier nicht beachten. Der dunkle Raum ist gleichsam der Kernschatten, welchen

das als undurchsichtiger runder Schirm gedachte Augenspiegelloch wirft: der vor der Spiegelfläche gelegene Teil desselben kommt von der Beleuchtung von links durch die virtuelle, der hinter der Metallfassung an der Rückfläche des Spiegels gelegene Teil von der Beleuchtung durch die irgendwo rechts vor dem Spiegel befindliche natürliche Lichtquelle. Um den dunklen Raum herum folgt dann ein Halbschattenraum. In der Fig. 5 sind nur die das Augenspiegelloch begrenzenden Lichtstrahlen gezogen, da ja auch umgekehrt bei der Rückkehr aus dem untersuchten Auge nur die nach dem Augenspiegelloch zielenden Strahlen in das, hinter der undurchsichtigen Metallfassung des Augenspiegels befindliche, Beobachterauge gelangen können. Genaueres hierüber in §§ 6—12, Taf. I—VI; § 16, Fig. 14.

Die Lichtverteilung in den einzelnen Querschnitten des Gesamtlichtkegels ist, wie Fig. 5 ablesen lässt, eine nach ihrer Entfernung vom Augenspiegelloch sehr wechselnde. Gemäss unserem Untersuchungsgange kommen nun alle diese Querschnitte nacheinander an die Stelle des zu suchenden Fernpunkts, also in eine zur Netzhaut des untersuchten Auges konjugierte Ebene zu liegen. Alle Licht- oder aber auch Dunkelstrahlen des jeweilig konjugierten Querschnitts werden ihre konjugierten Strahlen in dem sogenannten Beleuchtungsfelde haben. Bei der Annäherung des Fernpunkts an den Augenspiegel wird demnach der für den Beobachter sichtbare Teil des »Beleuchtungsfeldes« in der Netzhaut des untersuchten Auges bis auf einen schmalen peripheren Lichtsaum dunkel (Fig. 5, 3, 3a), in einem anderen Falle nur von Lichtstrahlen der Halbschattenzone erleuchtet sein (Fig. 5, 1).

§ 5.

Um nun die bei der Rückkehr des, an der Netzhaut des untersuchten Auges diffus reflektierten, Lichtes in der beobachteten Pupille sichtbar werdenden Phänomene zu erklären, haben wir zwei Wege, welche wir oben schon begangen haben, nämlich: einmal indem wir die Ver-

wirklichung der Phänomene in der Luft am Augenspiegel betrachten oder indem wir dieselben am Bilde des Augenspiegels im beobachteten Auge vorherbestimmen. Wir wollen beide Wege befolgen und nur noch vorgreifend bemerken, dass der letztere so einfach ist, dass es nichts Einfacheres geben kann; denn wir haben es mit einem selbstleuchtenden Objekt und zwei Blenden, dem berechneten Augenspiegellochbilde und der scheinbaren Pupille, zu tun. Wir brauchen also von einem beliebigen Objektpunkte nur gerade Linien nach den Blendenrändern zu ziehen, um ohne Rücksicht auf die im beobachteten oder im Beobachterauge stattfindende Brechung alle Erscheinungen vorher zu bestimmen.

Der erstere Weg ist zudem nur von dem letzteren aus zu betreten, da die Lichtquelle an eine Blende von wechselnder Funktion gebunden ist und die Lichtverteilung in der Netzhaut des beobachteten Auges daher auf dem letzteren Wege für jede Phase festgestellt werden muss.

Das beobachtete Auge habe in allen folgenden Betrachtungen einen Fernpunktabstand von 125 mm vom 1. Knotenpunkt, Knotenpunktmyopie von 8 Dioptr., welche, unter Zugrundelegung des neueren Helmholtzschen Auges ($l_1 \cdot l_2 = \varphi_1 \cdot \varphi_2 = 320{,}85$), durch Verlängerung seiner Achse um 3 mm entstanden sei. Gewöhnlich verlegen wir durch partiell korrigierende Brillengläser den Fernpunkt in eine Distanz von 200—500 mm. Der genannte kürzere Abstand wurde gewählt, um die Zahlenverhältnisse in den Figuren, wenigstens soweit als dies möglich ist, wiedergeben zu können. Der benutzte Augenspiegel sei ein Planspiegel, das zentrale Sehloch desselben habe einen Durchmesser von 2 mm. Anstatt jenes Linsen- und Hornhautbildes der beobachteten Pupille sprechen wir kurzweg von der (natürlichen) Pupille. Ferner nehmen wir für die aus der oberflächlichsten Erfahrung bekannte hinreichende Sehschärfe des menschlichen Auges die punktweise geometrische Abbildung an; was für die Betrachtung rein geometrischer Beziehungen erlaubt ist (§ 3, Schluss). Die Visierlinien beider Augen, des beobachteten und des Beobachters, mögen mit den Gesichtslinien und der gemeinsamen optischen Achse zusammenfallen, so

dass die gemeinsame Achse mit ihren beiden Endpunkten die Fovea centralis des Beobachteten bezw. des Beobachters durchstösst. Eine einer derartigen gleichkommende Versuchsanordnung wird etwa verwirklicht, wenn wir den Beobachteten anweisen, in unseren Augenspiegel zu sehen, während wir gleichzeitig durch das zentrale Sehloch des letzteren nach dem Mittelpunkte der Pupille des Beobachteten blicken. Dies kann man in praxi fast stets bei Presbyopen oder auch Myopen und auch sonst bei ruhigen Patienten tun, ohne eine Störung der Untersuchungsresultate durch die Akkommodation des Beobachteten befürchten zu müssen.

Zumeist freilich wird die Sehrichtung des Beobachters mit derjenigen des Beobachteten einen Winkel bilden, sich kreuzen, da der Beobachtete, um seine Aufmerksamkeit vom Untersuchungsapparat abzulenken, am Kopfe des Beobachters vorbei sehen soll. Zweckmässig weist man den Beobachteten an, geradeaus in die Ferne zu blicken, während man sich von temporalwärts her soweit als möglich an seine Sehrichtung annähert. Die Visierlinie des Beobachters wird hierbei nicht, wie a priori wünschenswert, nach der Fovea centralis des Beobachteten, sondern nach irgend einem anderen, zwischen dieser und der Sehnervenpapille gelegenen, Punkte zielen. Man wird also in diesem Falle die Refraktion an einer exzentrischen Stelle der Netzhaut des untersuchten Auges bestimmen.

Um uns nun eine ungefähre Anschauung davon zu machen, inwieweit hierdurch etwa störende Fehler entstehen, müssen wir zunächst den Winkel α erwähnen, welchen die Visierlinie mit der optischen Achse, das ist nach Gullstrand diejenige Hornhautnormale, welche durch den Mittelpunkt der Pupille geht, einschliesst. Da die Fovea centralis temporalwärts und demnach die Visierlinie im Auge temporalwärts, ausserhalb des Auges nasalwärts von der optischen Achse liegt, so wendet uns bei obiger Versuchsanordnung das beobachtete Auge seine optische Achse zu. Zu einem kleinen Teile kommt uns also der Winkel α, im Mittel $= 5^0$ im normalen ruhenden Auge, zu Hülfe. Aber seine Grösse ist variabel, bei Hypermetropie zunehmend, kann er bei Myopie Null und sogar negativ werden.

Von grösserer Bedeutung ist dagegen die von Herrmann und Matthiessen erwiesene Tatsache, dass die Linse des menschlichen Auges ihrem Baue nach periskopisch wirkt. Matthiessen hat auf Grund mathematischer Berechnung gefunden (Arch. f. Ophth. Bd. XXV, 4. p. 257—277), dass die theoretische Retina — als welche er den Ort des Bildes eines äusseren Objekts bezeichnet, wo der ganze durch die Pupille eindringende Strahlenkegel seinen kleinsten Querschnitt hat — eine mit der Sclerotica nahezu konzentrische Kugelfläche bildet und dass diese sich bis auf geringfügige Differenzen der ophthalmometrischen Retina von Arlt und Helmholtz anschmiegt, und zwar in einer Ausdehnung von durchschnittlich 75°, von der Macula lutea an gerechnet, von wo ab an gegen den Äquator hin die Differenz mehr als 0,2 mm beträgt. Dies wird unter gewissen Beschränkungen für ametropische Augen ebenfalls gelten, sofern die Ametropie nach der allgemeinen Annahme in der Regel nicht durch Änderung der Brechung, sondern durch Verkürzung oder Verlängerung der Achse entsteht; mit der wohlverstandenen Ausnahme der bei höherer Myopie, aber auch bei Emmetropie und Hypermetropie, vorkommenden Sklerektasie (Konus) am hinteren Augenpol.

Wir wollen annehmen, dass die theoretische Retina (Matthiessen), in Rücksicht auf die genannten Wölbungsabnormitäten des hinteren Augenpols, wenigstens für einen engen Bezirk zwischen Fovea centralis und Sehnervenscheibe Geltung habe, umsomehr als dieses Gebiet auch bei der ophthalmoskopischen Untersuchung im aufrechten Bilde vorzugsweise zur Refraktionsbestimmung gewählt wird. Die Entfernung der Fovea centralis von der Sehnervenmitte beträgt nach E. Landolt 3,915 mm.

Wir wollen jetzt wissen, welches lineare Mass ein, einem mittleren (also etwa 2 mm nasalwärts der Fovea centralis und noch 0,6 mm vom Papillenrande entfernten) Punkte O dieses Netzhautbezirks entsprechender Objektabstand von der Achse bei den verschiedenen Distanzen hat, in welchen sich der Beobachter bei der Untersuchung gewöhnlich hält. Dabei werde jedesmal ein scharfes Bild des Augenspiegellochs in O ent-

M

fov. centr.

O

nerv. opt.

R

Temporal

Nasal

20 cm

i_1

2,5 cm

33 cm

Augenspiegel

i_2

4 cm

Beobachter

50 cm

i_3

6 cm

M′

Fig. 6.

worfen; d. h. der Beobachter befindet sich mit seinem Augenspiegel gerade am Orte des Fernpunktes.

Ziehen wir, unter Zugrundelegung des reduzierten Auges, in Fig. 6 von M und O die Richtungslinie durch den Knotenpunkt R nach aussen und fällen vom Punkt i, mit welchem der Mittelpunkt des Augenspiegellochs des Beobachters zusammenfalle, eine Senkrechte auf die Achse MM′, so folgt (wenn RM = 16,5 mm, bezw. = 16 mm, oder = 15,6 mm) aus der Ähnlichkeit der beiden so entstandenen rechtwinkligen Dreiecke:

$i_1 M' = 25{,}0$ mm, bei einer Untersuchungsdistanz von 20 cm (Achsenmyopie 5 Dioptr.)

$i_2 M' = 41{,}2$ mm, bei einer Untersuchungsdistanz von 33 cm (Achsenmyopie 3 Dioptr.)

$i_3 M' = 62{,}5$ mm, bei einer Untersuchungsdistanz von 50 cm (Achsenmyopie 2 Dioptr.)

So finden wir z. B., dass, wenn bei Achsenmyopie 3 Dioptrien der Beobachter sich bei der labilen Methode in einer Entfernung von 33 cm befindet, er um 4 cm seitlich von der Sehrichtung des Beobachteten sich postieren dürfte, um die Refraktion jenes mittleren Netzhautpunktes zu untersuchen. Nur müsste er sich hüten, die Refraktion der Sehnervenexkavation zu bestimmen; hiervor warnt jedoch das charakteristische weisse Aufleuchten der beobachteten Pupille, sobald die weisse Sehnervenscheibe in das skiaskopische Gesichtsfeld hineinragt. Bei der partiellen Gläserametropie wird, da die vorgesetzten Brillengläser die Haupt- und Knotenpunkte entsprechend nach vorn beziehungsweise nach hinten verlegen, die Differenz von obigen Werten iM′ im allgemeinen nicht erheblich sein; worauf hier nicht eingegangen werden kann.

In Wirklichkeit werden wir uns kaum so weit seitwärts von der Blickrichtung des Untersuchten halten. Aus der Exzentrizität der Untersuchungsrichtung allein sind also, abgesehen von den genannten Wölbungsabnormitäten des hinteren Augenpols, ohne weiteres Untersuchungsfehler jedenfalls weniger herzuleiten, als bei der ophthalmoskopischen Refraktions-

bestimmung im aufrechten Bilde (vgl. § 12, Schluss); wenn man nur von temporalwärts her sich möglichst dicht an die Sehlinie des Beobachteten heranschiebt, so dass der Untersuchte noch mit beiden Augen frei in die Ferne blicken kann, und wenn man obendrein, nach meinem Vorschlage, den Augenspiegel entweder von nasalwärts nach temporalwärts oder von oben nach unten, d. h. nach der Richtung der Fovea centralis des untersuchten Auges zu dreht.

Diesen theoretischen Ueberlegungen entspricht, unter passender Versuchsanordnung, die Wirklichkeit durchaus.

Wir wollen hier bereits vorgreifend darauf hinweisen, dass durch die Skiaskopie natürlich nicht die Refraktion dieser gesamten Netzhautfläche, sondern nur eines punktförmigen Flächenelements bestimmt wird, welches höchstens gleich dem Zerstreuungsbilde des Augenspiegellochs und, wenn letzteres 2 mm gross und durchschnittlich 20 bis 50 cm entfernt ist, dessen Grösse zwischen 0,1 bis 0,3 mm schwankt, also etwa der Grösse der Foveola (nach Kuhnt 0,15 bis 0,3 mm) gleichkommt.

Ferner wird durch die Skiaskopie die Refraktion für die jeweilige Pupillenweite des beobachteten Auges (bei passender Versuchsanordnung [vgl. a. a. O.] zumeist mittlere zwischen 3—5 mm) und, durch die labile Methode, für diejenige Distanz festgestellt, bei welcher das objektiv schärfste Bild eines Aussenobjekts (Augenspiegelloch) in der Netzhaut eines untersuchten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges in Wirklichkeit entsteht; bezw. reziprok, wenn die engsten Einschnürungen aller der aus der beobachteten Pupille zurückkehrenden feinen Lichtkegel in der Augenspiegelebene liegen. [Eigentlich fällt der Augenspiegel niemals mit einer achsensenkrechten Ebene zusammen; wir können dies indes ausser acht lassen: einmal wegen der Fokustiefe, in welcher der Augenspiegellochumfang dem Beobachteten erscheint, und ferner reziprok, weil für die Produktion des Phänomens eben infolge der relativen Oeffnung der zurückkehrenden feinen Lichtkegel nur eine lineare Teilstrecke des Augenspiegellochumfangs benötigt wird (vgl. § 2a, Fig. 1; § 8, Taf. III; § 10,

Taf. IV; § 16, Fig. 13).] Ohne Einfluss hierauf bleibt die subjektive Beschaffenheit des Beobachterauges, sei es in bezug auf seine optische Einstellung (Refraktion und Akkommodation), sei es, was bisher noch nicht betont wurde, hinsichtlich der anatomischen und physiologischen Beschaffenheit seiner Netzhaut (Sehkraft.)

Dass dem objektiv schärfsten Bilde (des Augenspiegellochs) in der Netzhaut des beobachteten Auges eine, geometrisch darstellbare (Fig. 1) Linie (Akkommodationslinie, undeutliche Strecke) in der Luft entspricht, haben wir oben (§ 2a) schon besprochen. Desgleichen dass, wenn nach unserem Vorschlage der periphere Endpunkt dieser Linie, d. h. diejenige Stelle abgemessen wird, wo das verschwundene Phänomen, nunmehr gegenläufig, wieder in Erscheinung tritt (physiologischer Fernpunkt), das schwächste Korrektionsglas, welches, wie man sich auszudrücken pflegt, der Untersuchte »noch annimmt«, vorher objektiv gefunden wird.

Hierdurch wird die Skiaskopie aus einer blossen »objektiven Optometrie« oder »Dioptometrie« oder Refraktionsbestimmungsmethode im gewöhnlichen Sinne (»Optométrie scotoscopique« Monoyer) eine Art objektiver Sehprüfung oder objektiver Optometrie im wahren Sinne des Wortes; κατ' ἐξοχήν ein integrierender objektiver Bestandteil der sonst allein auf den subjektiven Angaben des Beobachteten basierten Sehprüfung selbst; welch letzere uns nur mehr Aufschluss über die Fähigkeit der Netzhaut des untersuchten Auges geben kann, das objektiv vorher bestimmte schärfste Netzhautbild aufzufassen. Aus der subjektiven Refraktions- und Sehprüfung, welche bisher als ein Untrennbares angesehen wurde, wird somit dieser Teil als eine objektive Sehprüfung vorweg abgezweigt. Hierdurch wird der labilen Skiaskopie ein bleibender Wert vor allen Refraktionsbestimmungsmethoden gesichert, welche jemals ersonnen werden können.

In einem direkten Gegensatze hierzu befindet sich die Refraktionsbestimmung im ophthalmoskopischen aufrechten Bilde, durch welche nur die Refraktion des jeweiligen Teils der Pupille bestimmt wird, vor dem

sich gerade das Augenspiegelloch befindet, und welche bekanntlich durch die subjektive Sehschärfe des Beobachters beeinflusst wird, welche ihrerseits nicht zuletzt davon abhängt, welcher Teil seiner eigenen Pupille gerade hinter dem Augenspiegelloche steht.

Ferner ist hier auf eine Besonderheit der Refraktionsbestimmung im ophthalmoskopischen umgekehrten Bilde hinzuweisen. Dieselbe besteht darin, dass sich bei der Betrachtung des letzteren zur Fokustiefe bezw. Brennstrecke der, aus untersuchtem Auge und vorgehaltener Konvexlinse bestehenden, Kombination die Akkommodationstiefe des Beobachterauges hinzuaddiert, wodurch, wenigstens vom Standpunkte der Theorie, die Untersuchungsresultate getrübt werden müssen. Hiervon gibt Taf. X eine Anschauung. Die Konvexlinse D (20 Dioptr.) entwirft ein umgekehrtes Bild des, 30 cm entfernten, Augenspiegels S in 6 cm bei S', welches mit der Hornhautmitte zusammenfällt. Dasselbe ist, bei dem üblichen Spiegellochdurchmesser von 3 mm, gleich 0,6 mm gross. Es können nur diejenigen Lichtkegel durch das Spiegelloch S in das Beobachterauge austreten, welche vorher durch S' eingetreten sind. Aus dem hierdurch bedingten Öffnungsverhältnis der abbildenden Lichtkegel, unter Voraussetzung kleiner Einfallswinkel, berechnet sich die Fokustiefe am umgekehrten Bilde a' b', d. h. die Strecke der Querschnitte von weniger als 0,1 mm Durchmesser, wenn das Bild a' b' 5 cm vor der Linse D entworfen wird, und das untersuchte Auge emmetropisch ist, gleich 12,5 mm (in Wirklichkeit wird die Strecke durch die Aberrationen wohl noch verlängert)! — Übrigens wird ersichtlich, dass das Verschwinden der beobachteten Pupille aus dem Gesichtsfelde in einer beträchtlichen Strecke vorhanden ist, welche gefunden wird, indem man die Ränder der scheinbaren Pupille und der Konvexlinse einmal gleichnamig und einmal übers Kreuz durch grade Linien verbindet. Die Grösse der Strecke ist proportional der Pupillenweite; ihr Entstehen ist aber nicht abhängig von der Lage des Brennpunktes der Linse D, sondern von der Lage des von der Konvexlinse D entworfenen Spiegellochbildes S'. In Tafel X z. B. liegt der

Linsenbrennpunkt 10 mm vor dem Hornhautscheitel des untersuchten Auges, dennoch würde nach der Rechnung die Pupille dem Beobachter bereits unsichtbar sein, selbst wenn sie noch kleiner als 2 mm wäre.

Es gibt heutzutage noch Ophthalmologen, welche die Skiaskopie, bezw. Skiaskopiker, welche die labile Methode nicht ausüben.

§ 6.

f. I, Fig. 1. In Tafel I, Fig. 1, welche einen vertikalen Hauptschnitt darstelle, steht der Augenspiegel S 10 cm ausserhalb des Fernpunktes F; demnach liegt unter Zugrundelegung des neueren Helmholtzschen Auges das Bild des ersteren S'[1]) im Glaskörper des beobachteten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges von 8 Dioptr. Achsenmyopie (vergl. § 5 ob.) 1,5 mm von der Netzhaut entfernt und ist 0,15 mm gross. Diese Grösse ist im Verhältnis zur Entfernung 1,5 mm klein, so dass wir sie vernachlässigen können. Somit kommt die Zerstreuungsfigur von S' in der Netzhaut dem Zerstreuungskreis GG des Mittelpunktes von S' bezw. S gleich. Die Zerstreuungskreise sind analog der v. Helmholtzschen Anweisung (Phys. Opt., S. 126) nach der Formel $z = \frac{d \cdot P}{e - d} = \frac{P}{\frac{e}{d} - 1}$ berechnet, wo d der Abstand des Bildpunktes von der Netzhaut, P der Durchmesser des Linsenbildes der Pupille, e der Abstand der Pupille von der Netzhaut (bei Achsenmyopie von 8 D hier = 22,12 mm). Liegt der Bildpunkt (wie in §§ 10—12) hinter der Netzhaut, so wird daraus $z = \frac{d \cdot P}{e + d}$

[1]) Das Bild der Beobachterpupille im untersuchten Auge ist in allen folgenden Erörterungen ausser Betracht gelassen, erstens, weil die Beobachterpupille erheblich grösser als das Augenspiegelloch a priori angenommen werden kann; zweitens, weil, wie unten (§ 16) auseinandergesetzt, ein Vikariieren der beiden Blenden überhaupt nicht stattfindet, sondern der Wechsel der Erscheinungen κατ' ἐξοχήν an die reflektierende Fläche des Augenspiegeldiaphragma gebunden ist.

$= \frac{P}{\frac{e}{d}+1}$ (vergl. § 12a). Der Zerstreuungskreis hätte einen Durchmesser von 0,35 mm bei einer mittleren Pupillenweite (5 mm), von 0,7 mm bei maximaler (10 mm) Pupillenweite, also etwa $^1/_4$ bis $^4/_5$ des Durchmessers der Sehnervenpapille. S′ muss nach obiger Rechnung und Konstruktion vom Netzhautzentrum aus unter einem viel kleineren Sehwinkel erscheinen als die Pupille PP (anstatt deren also das Linsen- und Hornhautbild gezeichnet sind). S′ ist daher die Eintrittspupille, PP die Gesichtsfeldblende, von welcher das Gesichtsfeld GG und dessen Bild in G′G′ abhängt, und ihr Bild P′P′ an der Beobachternetzhaut identisch mit dem Gesichtsfeldbilde G″G″, welches also ein Netzhautstück von ca. $^1/_4$ bis $^4/_5$ Papillendurchmesser umspannt.

Die Helmholtzsche Definition (Physiologische Optik, S. 215), dass das Gesichtsfeld »von der beobachteten Pupille umgrenzt« werde, ist oft zu wörtlich genommen und missverstanden worden. Wir müssen dieselbe dahin auslegen, dass das Gesichtsfeld von der beobachteten Pupille nur abhängig und seine Grösse gleich der Projektion der Pupille vom Mittelpunkte des Bildes der Beobachterpupille (des Augenspiegellochbildes S′) auf die Netzhaut des untersuchten Auges ist.

Die Kreuzungspunkte aller vom Gesichtsfelde GG ausgehenden Hauptstrahlen liegen im Mittelpunkte der Öffnungen S′ und S, wie die punktierten Linien in Tafel I, Fig. 1, zeigen. Die auf den Hauptstrahlen gelegenen Schnittpunkte der zugehörigen Lichtkegel liegen in den Ausgangspunkten in der beobachteten Netzhaut N, ferner in dem im Fernpunkt F entworfenen $6^1/_2$fach vergrösserten Bilde der Netzhaut N′ und in der Beobachternetzhaut oder, wenn der Beobachter nicht auf die in der Figur angenommene Entfernung von 10 cm akkommodiert ist, dicht davor oder dicht dahinter. Demnach sieht der Beobachter das oben umgrenzte Netzhautstück im Rahmen der Pupille scharf oder verwaschen, wenn die Netzhaut beleuchtet wird.

Diese Einführung des Augenspiegellochbildes in die Theorie des direkten (Hirschberg) oder myopischen (Wolff) umgekehrten Bildes, welche die Darstellung wesentlich vereinfacht, ist zuerst durch mich (vergl. meine Monographie 1902, S. 14) angegeben worden.

Ob hierbei die Netzhaut oder die Pupille scharf oder beide unscharf im Zerstreuungsbilde gesehen werden, ist, worauf wir hier vorgreifend hinweisen wollen, eine sekundäre Frage, da die mehr oder weniger scharfe Abbildung des Netzhautbildes N′ sowie der beobachteten Iris schon primär wegen der benutzten feinen Öffnung der Blende S in Wirklichkeit nach Art der Lochkamera zustande kommt und durch die Lichtbrechung im Beobachterauge nur sekundär modifiziert wird (§ 16).

Die virtuelle Lichtquelle L befindet sich in irgend einer, dem Abstande der natürlichen gleichen Entfernung hinter dem Augenspiegel S und ihr Bild L′ im Glaskörper des untersuchten Auges in dementsprechender Entfernung vor dem Augenspiegelbilde S′. Von der Form und Grösse der natürlichen Lichtquelle und von der Pupillenweite hängt die Form und Grösse der Zerstreuungsfigur von L′ in der Netzhaut ab. In Tafel I, Fig. 1, wäre die Ausdehnung des Beleuchtungsfeldes demnach in dem senkrecht zur Papierebene der Zeichnung gedachten Querschnitt nicht viel grösser als das Gesichtsfeld GG, der Länge nach aber erheblich grösser gleich BB (die von L über S durch P und L′ ausstrahlenden Lichtkegel sind, um die Figur nicht zu verwirren, nicht vollständig ausgezogen); also auch das Bild des Beleuchtungsfeldes B′B′ im Fernpunkt F viel grösser als das sichtbare Stück G′G′ des Netzhautbildes N′ dortselbst (Taf. I, Fig. 2).

Um daher das Beleuchtungsfeld BB über die beobachtete Netzhaut N, bezw. das Beleuchtungsfeldbild B′B′ über das Netzhautbild N′ im Fernpunkt F soweit wandern zu lassen, bis Beleuchtungsfeld und
I, Fig. 2. Gesichtsfeld sich nur teilweise decken, müssten wir, wie Tafel I, Fig. 2, zeigt, eine räumlich und zeitlich ausgedehnte Spiegeldrehung verrichten. Hierin sind wir aber sowohl durch die gebräuchliche Grösse der benutz-

baren Spiegel (2 bis 3 cm Durchmesser) als auch durch den wünschenswerten Umstand behindert, den Spiegel möglichst klein zu wählen, um die Aufmerksamkeit des Beobachteten möglichst vom Untersuchungsapparat fern zu halten und ihn nicht durch unnützes Licht unnötig zu blenden.

Daher wird erst am Ende einer räumlich und zeitlich ausgiebigen Spiegeldrehung schliesslich ein schmaler Saum des Gesichtsfeldes GG lichtlos. Die Verdunklung, welche in Tafel I, Fig. 2, gemäss der Drehung des Spiegels S von oben nach unten, in der äussersten oberen Peripherie des Gesichtsfeldes GG erscheint, muss in der konjugierten Ebene G'G' von unten und in der konjugierten Beobachternetzhaut in G''G'' von oben her auftreten.

Die Lichtgrenze B bezw. B' im Gesichtsfelde G bezw. G' wird bestimmt durch den letzten Strahl, welcher von L durch den oberen Augenspiegellochrand zur beobachteten Pupille P und von dort über L' durch den unteren Rand des Augenspiegellochbildes S' zur Netzhaut des untersuchten Auges gelangt. Mit diesem Strahl adhäriert der im Sinne der Lichtbewegung letzte Strahlenkegel gleichsam dem Augenspiegellochrande. Um das Bild der Lichtgrenze B'' im Gesichtsfeldbilde G''G'' in der Beobachternetzhaut zu konstruieren, ist vom letzten Lichtpunkte F die Richtungslinie durch den Knotenpunkt nach der Beobachternetzhaut zu ziehen. Im Durchstossungspunkte vereinigen sich, nach der gemachten Annahme, die nach dem Spiegellochrande zielenden Strahlen des zugehörigen Lichtkegels, dessen Öffnung hier grösser ist als die des Spiegellochs. Um letzteres einzusehen, sind die von den Pupillenrändern PP nach F gehenden Strahlen übers Kreuz zu verlängern.

Das vorhin in Tafel I, Fig. 1, vom Beobachter in der beobachteten Pupille P gesehene leuchtende Netzhautstück verdunkelt sich in einer schmalen Sichel von unten, d. h. von einer der Spiegeldrehung entgegengesetzten Richtung her. Die dunkle Sichel ist stark gekrümmt und kehrt ihre Konkavität dem Pupillenzentrum zu; dies beruht einmal auf der

relativen Abrundung des Beleuchtungsfeldes infolge der Strahlenbegrenzung durch die runde Pupille P, vor allem aber auch in der Aberration der Randzone, in welcher die für den Beobachter sichtbare Lichtgrenze liegt, weil natürlich im menschlichen Auge keine der für eine scharfe, punktweise oder auf Kosten der letzteren wenigstens winkelgetreue Abbildung geltenden Bedingungen (Sinusbedingung, Tangentenverhältnis) erfüllt ist. Die sphärische Aberration des menschlichen Auges beträgt in einer mittleren optischen Zone von 4 mm Durchmesser nach Gullstrand vier Dioptrien und ist in ihrer Totalität positiv, d. h. die durch die Randzone gehenden Lichtstrahlen haben einen kürzeren Fernpunktabstand als die zentrale Zone, bilden daher in der Fernpunktebene bezw. in der Beobachternetzhaut Zerstreuungskreise oder, nach Abbe, die Vergrösserung nimmt nach der Randzone hin ab, wodurch die Lichtgrenze mit dem Rande zugekehrter Konvexität gebogen wird [tonnenförmige Verzerrung][1]).

Es resultiert das Phänomen des stark gekrümmten, in der Randzone gleichsam arretierten schmalen gegenläufigen Schattensaums.

Mitunter aber tritt, weil das Beleuchtungsfeld eben zu gross ist, diese Verdunklung gar nicht ein.

Aus derselben Ursache erklären sich die oft gehörten Klagen, dass man wohl im horizontalen, aber nur unbequem im vertikalen Meridian die Phänomene beobachten könnte. Weil eben im vertikalen Meridian, bei Benutzung der üblichen stabilen senkrechten Lichtquellen, die ganze Länge der Lichtquelle zur Wirkung kommt und daher gemeinhin das eintritt, was sonst nur, und schon für den Querschnitt der Lichtquelle, bei hoher Myopie oder bei Aphakie vorkommt.

Befindet sich die stabile Lichtquelle etwa 500 mm vom Augenspiegel S entfernt, so würde in Tafel I ihr Bild L′ 2,5 mm vor N liegen und, wenn die Breite der üblichen Lichtquellen mit 30 mm angenommen wird, wäre 0,75 mm breit, seine Zerstreuungsfigur in der

---

[1]) Nach dem englischen Fachausdrucke barrel shaped distortion.

Netzhaut bei mittlerer Pupillenweite (4 mm) = 1,36 mm, also 4 mal grösser als das Gesichtsfeld.

Hierzu kommt ein nicht zu unterschätzendes Moment, dass bei der hier üblichen Versuchsanordnung die Drehachse meist im senkrechten Handgriffe des Augenspiegels, bei Drehungen um die Horizontale also mehrere Zentimeter weit vom Augenspiegelloche entfernt liegt. Dies bewirkt, dass die Bewegung der reflektierten virtuellen Lichtquelle nur allzu langsam den Spiegeldrehungen folgt, und somit die erwartete Erscheinung der Phänomene in höchst störender Weise verzögert wird. Hält man aber, um dies zu umgehen, den Handgriff horizontal, so bietet man dem beobachteten Auge ein Objekt zu unerwünschter Akkommodation.

Es beruht demnach auf Selbsttäuschung, wenn man meint, durch die Wahl einer breiten Lichtquelle den Vorgang der Erscheinung »behufs bequemerer Beobachtung zu verlangsamen«. Hierdurch wird nur der Zeitpunkt des Beginns der Erscheinung unzweckmässig verzögert, das Tempo des Ablaufs derselben nicht beeinflusst.

Hiernach können wir die Notwendigkeit feststellen, einmal eine möglichst schmale, lineare Beleuchtungsquelle zu wählen, wie z. B. sie der Faden einer elektrischen Glühlampe bietet (§ 3, Fig. 3), ferner die Längsrichtung der Lichtquelle stets senkrecht zur Richtung des untersuchten Meridians zu stellen, indem wir die Glühlampe um eine durch den Mittelpunkt des Fadens gedachte Achse drehbar machen. Hiermit und mit der Fadenform der Lichtquelle hängt es auch zusammen, dass die verwaschene Randzone der abnehmenden Helligkeit des Beleuchtungsfeldes in der beobachteten Netzhaut sich bedeutend verschmälert, so dass die beobachtete Verdunklung eine merklich schärfere, in der Regel haarscharfe Grenze bekommt.

Schliesslich müssen wir nach obigem die Drehachse des Augenspiegels stets so dicht als möglich an die reflektierende Fläche, d. h. soweit als möglich von der virtuellen Lichtquelle verlegen, damit geringen Drehungen des Augenspiegels möglichst grosse Bewegungen der reflek-

tierten Lichtquelle entsprechen. Letzteres um so mehr, als wir schon oben die Notwendigkeit festgestellt haben, die Lichtquelle ebenfalls so nahe als möglich am Augenspiegel anzubringen (§ 3). Dies ist bereits an meinem elektrischen Skiaskopophthalmometer verwirklicht.

Eine punktähnliche Lichtquelle ist nur schwer und nur unter Verwendung höherer Lichtintensität herstellbar. Ausserdem erfordert sie vor allem eine genaue Zentrierung nicht nur bei der Herstellung des Untersuchungsapparats, sondern auch bei der Haltung des Instruments in der Hand des Beobachters. Eine lineare Lichtquelle bedarf zwar ebenfalls der genauen Zentrierung, gestattet dann aber dem Untersuchenden einen gewissen Spielraum in der Haltung des Instruments (vergl. § 15).

Nebenher sei erwähnt, dass die Lichtintensität einer kleinen elektrischen Glühlampe von 11 Volt 0,7 Ampère, welche, nach der Rumfordschen Methode abgeschätzt, im Mittel gleich $^1/_{100}$ der Intensität einer niedrig brennenden Petroleumlampe beträgt, als für diese und andere Untersuchungen des menschlichen Auges hinreichend befunden worden ist (vergl. Zeitschr. f. Augenheilk. Bd. 5, S. 101, 1901).

Um die Helligkeit zu bestimmen, mit welcher dem Beobachter im vorliegenden Fall (Fig. 1 Tafel I) die im Rahmen der Pupille sichtbare Netzhaut erscheint, können wir nach Helmholtz den Lichtverlust durch Reflektion an belegten Augenspiegeln vernachlässigen. Ferner können auch die durch Brechung, Reflexion an Hornhaut und Linse oder durch Beugung am Pupillenrande am menschlichen Auge bedingten Lichtverluste unbeachtet bleiben. Tscherning berechnet die Menge des Lichtes für das Netzhauthauptbild zu 0,9736 der einfallenden; nach Hess[1]) ist diese Zahl wegen der Nichtberücksichtigung der Diffusion in Hornhaut, Linse, Glaskörper zu hoch; immerhin wird sie nach den von Hess geforderten notwendigen Abzügen für unsere vorliegende Betrachtung noch hoch sein, so dass die Menge des Lichtverlustes ausser Betracht bleiben kann.

[1]) C. Hess, Anomalien der Refraktion und Akkommodation. 1903. Handb. v. Graefe-Saemisch. VIII. Bd. II. Abt.

Es sei P der Querschnitt der Pupille des beobachteten Auges, H die Helligkeit, welche der betreffenden Netzhautstelle zukommen würde, wenn das beobachtete Auge, frei nach dem leuchtenden Körper blickend, auf ihr ein Bild dieses Körpers entwürfe [normale Helligkeit, von Helmholtz[1])]; q sei der Querschnitt desjenigen von einem Netzhautpunkte a ausgegangenen Strahlenbündels in der beobachteten Pupille, welches noch durch das Augenspiegelloch in das Beobachterauge gelangen kann. Dann wird die Helligkeit der Netzhautstelle, wie sie dem Beobachter erscheint, durch die einfache Formel

$$\frac{q}{p} \cdot H$$

direkt gefunden. Mit Hülfe jenes im Glaskörper des beobachteten Auges entworfenen Augenspiegellochbildes S′ können wir den Durchmesser von q berechnen, wenn wir vom Achsenpunkt a grade Linien nach den beiden Endpunkten des Lochbildchens S′ ziehen und dieselben bis zur Pupillenfläche P verlängern. Aus der Ähnlichkeit der beiden Dreiecke mit den Basen q und S′ und dem gemeinsamen Scheitel in a folgt, wenn nach oben berechneter Versuchsanordnung der Abstand der Pupille von der Netzhaut q a = 22,2 mm, S′ = 0,154 mm und seine Entfernung von a = 1,5 mm ist, q = 2 mm. Der Inhalt der Kreisflächen q und P verhält sich wie die Quadrate ihrer Radien. Also bei mittlerer Pupillenweite von 4 mm Durchmesser:

$$\frac{r_q^2}{r_p^2} = \frac{1}{4}$$

das heisst: die Helligkeit, mit welcher das im Rahmen der beobachteten Pupille sichtbare Netzhautstück dem Beobachter erscheint, beträgt bei mittlerer Pupillenweite von 4 mm $= \frac{1}{4}$ der normalen Helligkeit.

Es handelt sich in dieser Untersuchungsphase nach allem also um eine besondere, sonst nicht geübte Art der Ophthalmoskopie, nämlich

[1]) Physiol. Optik. 2. Aufl. S. 214.

der Untersuchung im natürlichen, bezw. durch vorgelegte Konvexgläser künstlich hergestellten, myopischen Augengrundbilde (umgekehrtes Bild, von Helmholtz; direktes umgekehrtes Bild, Hirschberg, vgl. § 12, Schluss).

Wir sahen, dass die Einführung der Abbeschen Pupillenlehre in die Theorie der Ophthalmoskopie eine zugleich anschauliche Vereinfachung der theoretischen Betrachtung gewährt; wie bereits in meiner Monographie (1902) gezeigt.

Erinnern wir uns z. B., dass die Querschnitte der von den einzelnen wirksamen Punkten der beleuchteten Netzhautfläche ausgehenden Lichtkegel, wegen des Vorhandenseins des Augenspiegellochbildes S' im Glaskörper des untersuchten Auges, in der beobachteten Pupille in unserm Beispiel nur einen Durchmesser von 2 mm haben (welcher aber, bei Benutzung eines kleineren Augenspiegelloches von 1 mm und etwas weiterer Entfernung des Beobachters, um mehr als die Hälfte kleiner wäre), so dass jedem leuchtenden Netzhautpunkte ein kleiner Lichtfleck in der (genügend weiten) Pupille entspricht, so gewinnen wir eine anschauliche theoretische Einsicht, warum der Beobachter in der Ebene der Pupillenfläche ein, mehr oder weniger verwaschenes, Netzhautbild sehen muss. Diese Anschauung ist die Reziproke zur Abbildungstheorie der Lochkamera. Über die Lochabbildung durch das körperliche Augenspiegeldiaphragma vgl. unten § 16. Dieselbe findet, wie hier z. B., statt, solange die abbildenden Lichtbüschel in der Luft das Spiegelloch an Öffnung übertreffen.

§ 7.

Wenn wir uns jetzt, dem Untersuchungsgange folgend, dem gesuchten Fernpunkte mit unserm Augenspiegel stärker nähern oder die optische Einstellung des beobachteten Auges in demselben Sinne durch Vorsetzen partiell korrigierender Brillengläser successive variieren, so wird das Bild S' des undurchsichtigen Augenspiegeldiaphragma bezw. seines

zentralen Loches im Glaskörper des untersuchten Auges dessen Netzhaut sich immer mehr annähern und dabei an Grösse zunehmen, während gleichzeitig die Zerstreuungskreise je zweier gegenüberliegender Punkte des zentralen Sehlochbildes, welche sich vorhin (§ 6) fast deckten, unter zunehmender Verkleinerung mehr und mehr auseinanderweichen. Es muss dann ein Moment kommen, wo die Zerstreuungskreise sich nur noch zu einem kleineren Teil ihres Durchmessers gegenseitig überdecken, um bald darauf sich nur mehr in einem mittleren Punkte zu berühren.

Es sei der Augenspiegel S, mit zentralem Sehloch von 2 mm Durchmesser, in Tafel II, Fig. 1, nunmehr bis auf 3 cm an den Fernpunkt F herangerückt. Im Glaskörper des untersuchten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges von 8 Dioptrien Myopie läge, unter Zugrundelegung des Helmholtzschen Auges, das Augenspiegellochbild S′ demnach 0,7 mm vor der Netzhaut und ist 0,2 mm gross. Die Zerstreuungskreise je zweier gegenüberliegender Punkte desselben sollen bei maximalweiter Pupille von 10 mm gleich 0,36 mm gross sein und sich demnach in der Netzhaut um 0,12 mm partiell überdecken; bei mittelweiter Pupille von 5 mm würden sie bereits um 0,05 mm von einander abstehen, also sich etwa eben berühren (vgl. Tabelle in § 12a). Taf. II, Fig. 1.

S′ erscheint nach der Rechnung und Konstruktion vom Netzhautzentrum (Überkreuzungszone) aus unter kleinerem Sehwinkel als die scheinbare Pupille, S′ ist daher die Eintrittspupille, versieht aber auch, wie ersichtlich wird, die Funktionen der Gesichtsfeldblende für die von seitlichen Punkten ausgehenden Büschel. Die von der mittleren Überkreuzungszone durch S′ hindurchtretenden Lichtbüschel können die scheinbare Pupille ungehindert passieren; die von einer konzentrischen äusseren Zone durch S′ hindurchgehenden Lichtkegel werden am Pupillenrande mehr und mehr, schliesslich bis auf einen Lichtstrahl, abgeblendet, je exzentrischer sie liegen. Diese beiden Gebiete bezeichnen wir als die Zone der vollen Apertur und die Zone der abnehmenden Apertur. Der Kreuzungspunkt des Gesichtsfeldwinkels der zentralen Zone liegt am

hinteren (rechten) Ende des (schraffierten) dunklen Raumes, der Kreuzungspunkt des Gesichtsfeldwinkels der äusseren Zone am vorderen Ende des dunklen Raumes; dazwischen liegt eine Zone der halben Apertur der Büschel, mit dem Scheitel ihres Gesichtsfeldwinkels im Mittelpunkte von S'. Reziprok findet dasselbe in der Luft zwischen dem Fernpunktbilde F und dem Augenspiegel S statt (vgl. § 12a). Wir wollen diese Doppelfunktion der Blende S' das intermediäre Gesichtsfeld nennen (vgl. § 11, Tafel V).

Die Konstruktion des für den Beobachter sichtbaren Beleuchtungsfeldes können wir uns nun wieder in Rücksicht auf die vorhandenen Blenden, von der üblichen Methode abweichend, erheblich vereinfachen. Denn wir brauchen wieder nur darauf zu achten, dass alle von der virtuellen Lichtquelle L am Sehlochrande des Augenspiegels S zur Pupille des beobachteten Auges gelangenden Lichtstrahlen von dort aus im Glaskörper des letzteren durch das Bild L' der Lichtquelle am konjugierten Lochrande des Augenspiegelbildes S' vorbei zur Netzhaut gehen. Hierbei dürfen wir im Interesse der Deutlichkeit die Grösse des Lochbildes S' beliebig variieren, wenn nur nach der Annahme unserer Rechnung die Zerstreuungskreise zweier gegenüberliegender Punkte sich um einen geringen Teil überdecken.

Wir wollen, um unsere Betrachtung nicht zu verwirren, jetzt von links nach rechts den Einfall des Lichts in das beobachtete Auge verfolgen, das so gewonnene Verhältnis des Beleuchtungsfeldes zum Gesichtsfelde genauestens auf ein zweites Auge übertragen und durch punktierte Hinweislinien kenntlich machen. Dann wollen wir den für den Beobachter sichtbaren Teil des aus dem untersuchten Auge zurückkehrenden Lichts mit Hülfe des Augenspiegellochbildchens S', bis in die beobachtete Pupille hinein verfolgend, vorausbestimmen und endlich die in der Luft am Augenspiegel bezw. im Beobachterauge verwirklichten Vorgänge betrachten.

af. II, Fig. 1. In der Primärstellung, Fig. 1, Tafel II, wenn die virtuelle Licht-

quelle L bezw. deren Bild L′ oder dessen Zerstreuungsfigur, das Beleuchtungsfeld B, mit der Sehrichtung des Beobachters etwa zentriert sind, ist der sichtbare Teil des Beleuchtungsfeldes in der Netzhaut des untersuchten Auges natürlich identisch mit der Zerstreuungsfigur des Sehlochbildes S′ dortselbst; seine Helligkeit demnach identisch der Halbschattenzone (s. oben Fig. $5_{,2}$; ferner § 12a, Tafel IX).

L stelle den Querschnitt der virtuellen Lichtquelle dar, deren Längsrichtung senkrecht zur Papierebene der Zeichnung zu denken ist. Denn wir haben (§ 6) bereits als zweckmässig festgestellt, dass die Längsrichtung der Lichtquelle senkrecht zur Bewegungsrichtung stehen soll.

Am Sehlochbilde S′ entsteht ein Bild jenes am Augenspiegelloch S in der Mitte des Beleuchtungskegels gelegenen dunklen Raums (schraffiert); denn für den Lichteinfall in das beobachtete Auge ist ja die reflektierende Fläche des Augenspiegeldiaphragma S bezw. seines Bildes S′ durchsichtig, während das dunkle Augenspiegelloch bezw. sein Bild S′ wie ein kleiner runder undurchsichtiger Schirm wirkt (vergl. oben Fig. 5); für das von der Netzhaut des beobachteten Auges diffus zurückgeworfene Licht ist es, wie wir sahen, umgekehrt.

Zwischen dem Mittelpunkte und den beiden Endpunkten des Lichtbildquerschnitts L′ gelangen nur successiv sich verschmälernde Lichtkegel zur Netzhaut, während von dort nach aussen in der Längsrichtung der Lichtquelle sich unendlich viele benachbarte Lichtkegel überkreuzen werden (nicht gezeichnet); die Spitze des dunklen Raums liegt jetzt bereits der Netzhaut sehr nahe. Demnach bekommt das Beleuchtungsfeld, in B als Flächenansicht wiedergegeben, in der Mitte einen kleinen dunklen Fleck und analog an seinem Umfange einen schmalen lichtschwachen Saum (letzterer nicht gezeichnet), in welchem die Helligkeit allmählich in die der dunklen Umgebung übergeht. Derselbe kann wegen des Kontrastes nicht wahrgenommen werden und bleibt hier ausser Betracht.

Übertragen wir jetzt das Blendenbild S′ nach rechts genauestens in ein zweites Auge und konstruieren das Zerstreuungsbild, Gesichtsfeld,

indem wir von beiden Pupillenrändern (punktierte) Verbindungslinien nach den Rändern des Sehlochbildes S' ziehen (nicht vollständig gezeichnet, um die Figur nicht zu verwirren) und bis zur Netzhaut verlängern.

Der vom Netzhautzentrum (Zone der vollen Apertur) ausgehende Lichtkegel ist, wie nach obigem nunmehr ohne weiteres aus der Fig. 1, Tafel II, ablesbar, dunkel oder lichtschwach; seine Basis in der Pupillenebene berechnet sich auf 6 mm im Durchmesser. Die parazentralen Lichtkegel (Zone der abnehmenden Apertur), von denen zwei gezeichnet sind, nehmen eben wegen des Vorhandenseins der Blende S' nach dem Rande des Gesichtsfeldes hin im Querschnitt ab, so zwar, dass ihre teilweisen Grundflächen in der beobachteten Pupille sich am gegenüberliegenden Pupillenrande sämtlich decken. Es geht hieraus hervor, dass in der Pupillenfläche kein Netzhautdetail mehr dem Beobachter erscheinen kann, wie es vorhin der Fall war (§ 6). Denken wir uns nun den Vertikalschnitt des Auges um die Achse rotiert und übertragen die Helligkeitsverteilung in die Flächenansicht:

so resultiert a priori eine nach dem Rande zu heller leuchtende Pupille, ohne Netzhautdetails, mit kleiner zentraler dunkler Scheibe.

II, Fig. 1a. Die Fig. 1a, Tafel II, zeigt die Verwirklichung des Wesentlichen dieser Vorgänge in der Luft am Augenspiegel und im Beobachterauge, welche nach dem Vorangegangenen ohne Erklärung ablesbar ist.

II, Fig. 2. Drehen wir jetzt in Fig. 2, Tafel II, den Augenspiegel S in der Richtung des Pfeils von oben nach unten und sorgen bei der Konstruktion wieder dafür, dass alle Strahlen durch konjugierte Ränder der nach Lage und Grösse bekannten Blendenöffnungen gehen, so kommt der dunkle Raum (schraffiert) in der Luft an die untere Fläche, im Glaskörper des untersuchten Auges an die obere Fläche des gesamten Beleuchtungskegels zu liegen. Es findet also zunächst nur eine Umlagerung der Lichtkegel im Gesichtsfelde statt, wobei der dunkle Fleck im sichtbaren Teile des Beleuchtungsfeldes B nach oben wandert. Von den aus dem beobachteten Auge zurückkehrenden Lichtkegeln ist jetzt derjenige dunkel,

dessen Spitze oben in dem dunklen Fleck der Netzhaut und dessen Basis wegen des Vorhandenseins der Blende S′ am unteren Pupillenrande liegt.

Es ergibt sich hieraus a priori eine dem Beobachter erscheinende lebhafte, mit der Spiegeldrehung mitläufige Bewegung der kleinen grauen Scheibe von oben nach unten.

Wird nun in Fig. 3, Tafel II, der Augenspiegel S noch weiter nach unten gedreht, so ändert sich die Beleuchtung von Grund aus. Es tritt die virtuelle Lichtquelle L vollkommen neben dem, für den Lichteinfall als undurchsichtiger runder Schirm wirkenden, Augenspiegelloch hervor, und die Intensität des Beleuchtungsfeldes B wird daher eine normale, als ob das beobachtete Auge frei nach der Leuchtquelle hinblickte (s. oben § 6, Schluss). Die obere Grenze des Beleuchtungsfeldes B liegt bereits in der Zone der abnehmenden Apertur; die Zone der vollen Apertur ist dunkel. Die teilweisen Querschnitte der aus dem beobachteten Auge zurückkehrenden Lichtkegel decken sich daher jetzt sämtlich nur am oberen Pupillenrande, während sie von unten her successive abnehmen; eine Zone am unteren Pupillenrande erhält, wegen des Vorhandenseins der Blende S′, kein Licht mehr. Die scheinbare Helligkeit nimmt demnach für den Beobachter vom oberen bis unteren Pupillenrande bis zur völligen Dunkelheit successive ab. Taf. II, Fig. 3.

Es resultiert für den Beobachter a priori das Erscheinen eines lebhaft über die Pupille der Spiegeldrehung entgegenwandernden Kernschattens mit unscharfem Halbschattensaum; wenn derselbe die Halbierung der Pupille überschritten hat, bekommt er eine merklich konvexe Begrenzung, was sich aus der positiven Aberration der Randzone (tonnenförmige Verzerrung, s. oben § 6) erklärt.

Hätte der Beobachter den Augenspiegel S nur soweit gedreht, dass die letzten Lichtstrahlen am oberen Spiegellochrande bezw. am unteren Lochbildrande vorbeigehen, so würde ihm nur erst der Halbschattensaum erscheinen.

Die Verwirklichung dieser Vorgänge in der Luft am Augenspiegel
II, Fig. 3a. und im Beobachterauge ist dann fernerhin aus Fig. 3a, Tafel II, ablesbar.

§ 8.

Lassen wir jetzt den Augenspiegel S oder den Fernpunkt F weiter entlang der Achse des skiaskopischen Systems wandern, bis der Augenspiegel S ganz dicht, etwa 2 mm ausserhalb des gesuchten Fernpunkts F
III, Fig. 1. steht, wie in Tafel III, Figur 1. Das Bild S′ des, für den Lichteinfall undurchsichtigen, Augenspiegellochs vom Durchmesser 2 mm, liegt dann, unter Zugrundelegung des Helmholtzschen Auges, 0,06 mm vor der Netzhaut des untersuchten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges von 8 Dioptr. Axenmyopie, und ist 0,3 mm gross, also etwa von der Grösse der Foveola (0,15 bis 0,3 mm nach Kuhnt), worauf wir schon oben hinwiesen (§ 5 Schluss). Die verwaschene Randzone seiner Zerstreuungsfigur in der Netzhaut, das Zerstreuungsbild des Lochrandes, hat bei wechselnder Pupillenweite (5 bis 10 mm) einen Durchmesser von 0,01 bis 0,02 mm. Das Bild L′ der Lichtquelle liegt 0,78 mm vor der Netzhaut, und sein Querschnitt würde (den Querschnitt eines leuchtenden Glühfadens gleich 1 mm angenommen) 0,11 mm betragen. Das beobachtete Auge erblickt jetzt das schwarze Augenspiegelloch gerade in der Mitte der bandförmigen Lichtquelle, wie der Kreis an S zeigt.

Für das aus dem untersuchten Auge zurückkehrende Licht ist das Sehlochbild S′ jetzt die Gesichtsfeldblende, da der Sehwinkel, unter welchem die zentrale Öffnung des Diaphragmabildes S′ vom Netzhautzentrum aus erscheint, sich mehr und mehr 180° nähert, also grösser wird als der Winkel, welchen die scheinbare Pupille mit dem Netzhautzentrum einschliesst; letztere ist demnach nunmehr die Eintrittspupille und ihr Bild an der Beobachternetzhaut die Austrittspupille des Systems. In diesen beiden Pupillen müssen die Querschnitte aller durch das System hindurch gelangender Lichtkegel sich überkreuzend decken, während ihre

Querschnitte das Lochbild S′ bezw. das Augenspiegelloch S nicht mehr ausfüllen. Hieraus können wir vorgreifend a priori sagen, dass nunmehr durch die blosse achsensenkrechte Bewegung des Lichtes keinerlei Phänomene wahrgenommen werden können (vgl. §§ 2, 16). Hierbei macht es nichts aus, ob die Austrittspupille P′, das Bild der beobachteten Pupille P, in oder nur an der Netzhaut des Beobachters scharf oder unscharf abgebildet wird.

Bei der Konstruktion des Strahlenganges haben wir nur darauf zu achten, dass alle in der Luft den Augenspiegellochrand S passierenden Strahlen im Glaskörper des beobachteten Auges durch konjugierte Punkte des Lochbildes S′ gehen und dass letzteres nach der Rechnung und Überlegung a priori grösser sein muss als der Winkel, welchen der Rand der beobachteten Pupille mit dem Netzhautzentrum einschliesst.

Die Beleuchtung erfolgt jetzt genau so wie bei einer Sonnenfinsternis. In der Primärstellung in Fig. 1, Tafel III, welche wiederum einen Vertikalschnitt darstellt, liegt das Netzhautzentrum (Zone der vollen Apertur s. ob. § 7) in der Kernschattenzone des für den Lichteinfall undurchsichtigen dunklen Augenspiegellochs, welche sich auf 0,32 bis 0,31 mm berechnet. Das umrahmende Zerstreuungsbild des Augenspiegellochrandes (Zone der abnehmenden Apertur) ist 0,02 bis 0,01 mm breit; es ist das eigentliche skiaskopische Gesichtsfeld, sofern nur die in diesem ringförmigen Teile vor sich gehenden Lichtbewegungen dem Beobachter aus ihren Folgen wahrnehmbar werden. Dieses wird aber auch nur partiell in einer äusseren Zone von der ringförmigen Halbschattenzone erleuchtet; sein Verhältnis zum übrigen Beleuchtungsfelde ist in B flächenhaft dargestellt. Es ist also alles Licht vom Zentrum nach der äussersten Peripherie des Gesichtsfeldes entwichen.

Übertragen wir das Beleuchtungs- und Gesichtsfeld genauestens in ein zweites Auge (der dunkle Raum zwischen den Lichtkegeln ist aus Gründen der Deutlichkeit nicht schraffiert, aber aus B leicht zu ersehen), so sehen wir, dass, wegen des Vorhandenseins der Blende S′, die zur

beobachteten Pupille zurückkehrenden Lichtkegel um so schmaler werden, je mehr sie seitlichen Partien des ringförmig beleuchteten Gesichtsfeldes, der Halbschattenzone, entstammen. Ihre abnehmenden Querschnitte in der Pupillenebene decken sich partiell und zwar fast sämtlich am gegenüberliegenden (vgl. § 10) Pupillenrande, während sie von der Mitte zum Rande der Pupille stetig schmaler werden.

Denkt man sich demnach den Vertikalschnitt Fig. 1, Tafel III, um seine Achse rotiert, so muss resultierend dem Beobachter die graue Scheibe erheblich grösser als vorhin (§ 7) nnd in derselben ein dunkleres Zentrum in der untersuchten Pupille erscheinen.

III, Fig. 1a. Tafel III, Fig. 1a, lässt die Verwirklichung dieser Vorgänge in der Luft am Augenspiegel und im Beobachterauge ablesen. Man muss bei der Konstruktion des Strahlenganges wieder darauf achten, dass der wirksame Teil des sogenannten Beleuchtungsfeldes B in der Netzhaut des untersuchten Auges jetzt identisch ist mit dem Zerstreuungsbilde des Augenspiegellochs S′, also ein dunkler, von einem Halbschattenringe umgebener Fleck ist, oder mit anderen Worten die Netzhautebene jetzt zu einem dicht vor dem Augenspiegelloch gelegenen Querschnitte des einfallenden Gesamtlichtkegels konjugiert ist (vergl. oben Fig. 5, 3), in welchem die Lichtverteilung eine ähnliche ist. Ferner genügt es, zu beachten, dass die Hauptlinie oder ein ihr benachbarter Nebenstrahl eines von einem beliebigen Punkte des Halbschattenringes (des Zerstreuungsbildes des Augenspiegellochrandes) ausgehenden Lichtkegels in der Luft durch den Augenspiegellochrand gehen muss, dass dieser Lichtstrahl kurz vor dem Augenspiegelloch von den Randstrahlen des zugehörigen Lichtkegels geschnitten wird und demnach nur Partialkegel am Lochrande vorbei zum Rande des Pupillenbildes P′ an der Beobachternetzhaut gelangen; daher letzteres nur in der Peripherie erleuchtet, im Zentrum aber dunkel ist. Die Basen der Partialkegel liegen dem korrespondierenden Rande der Pupille P an (vergl. § 16).

III, Fig. 2. Wird jetzt in Tafel III, Fig. 2, der Augenspiegel S in der Pfeil-

richtung nach unten gedreht, so dass der Querschnitt L der (senkrecht zur Papierebene gedachten) Lichtquelle oberhalb der Achse liegt, so erblickt das beobachtete Auge die bandförmige virtuelle Lichtquelle gerade in halber Höhe hinter dem schwarzen Augenspiegelloch hervortretend (Kreis an S).

Da die Drehachse des Augenspiegels nicht genau in der Ebene des Silberbelages, sondern etwa 1 mm dahinter in der Ebene der Metallfassung liegt, so wird das zentrale Sehloch S bei der Drehung nach unten bezw. sein Bild S′ nach oben dezentriert, liegt also neben der Beleuchtung; es dient also eine untere exzentrische Partie der Beobachterpupille zum Sehen, eine obere zur Beleuchtung.

Der dunkle Raum liegt jetzt in der Luft am unteren Umfange des gesamten von L ausstrahlenden und im Glaskörper des untersuchten Auges demnach im oberen Teile des von L′ ausgehenden Beleuchtungskegels (schraffiert); sein Querschnitt in der Netzhaut also am oberen Rande des Beleuchtungsfeldes B.

Denken wir uns nun den Vertikalschnitt der Zeichnung um die Achse rotiert, so wird durch den zur Achse windschief gestellten Beleuchtungskegel nur ein sichelförmiger Teil des ringförmigen Gesichtsfeldes (Zerstreuungsbildes des Augenspiegellochrandes) in der Netzhaut des untersuchten Auges von Licht bestreut. Um eine Flächenansicht hiervon zu bekommen, brauchen wir nur am oberen Rande des ringförmigen Gesichtsfeldes einen Kreis mit dem Radius des (berechneten und konstruierten) dunklen Raums zu ziehen (schraffiert), welcher den ringförmig beleuchteten Teil des Gesichtsfeldes bis auf einen sichelförmigen Rest ausschneidet (B); die Beleuchtung gehört noch zum grösseren Teil der Halbschattenzone an.

Übertragen wir die Verhältnisse nach rechts in ein zweites Auge, so können wir leicht ablesen, dass wegen des Vorhandenseins des Diaphragmabildes S′ die aus dem untersuchten Auge zurückkehrenden lichtschwachen Kegel nach dem äusseren Umfange der beleuchteten Sichel zu an Breite abnehmen; dass mit anderen Worten, wenn wir uns die

Figur um die Achse rotiert denken, die windschief zur Achse gestellten Lichtkegel am gegenüberliegenden oberen Pupillenrande eine, wegen der Überdeckung sämtlicher Partialkegel, heller leuchtende Sichel ausschneiden, während zum korrespondierenden unteren Pupillenrande kein Licht mehr gelangt.

Je mehr die dunkle Scheibe bei zunehmender Grösse sich mit dem Gesichtsfelde deckt, um so geringer können ihre Bewegungen in letzterem sein.

Dem Beobachter erscheint sonach in der untersuchten Pupille die graue Scheibe bei zunehmender Vergrösserung eine langsamere und gleichzeitig der dunkle Fleck in der grauen Scheibe eine lebhafte mitläufige Bewegung bis an den Pupillenrand hin auszuführen.

af. III, Fig. 2a. Aus Fig. 2a, Tafel III, ist wieder die Verwirklichung dieser Vorgänge in der Luft am Augenspiegel und im Beobachterauge abzulesen. In der Netzhaut des untersuchten Auges (links) ist die Verschiebung des Beleuchtungsfeldes (Pfeil) B gegen das Gesichtsfeld S′ und am Augenspiegel S die Verlagerung sämtlicher Partialkegel an den oberen Augenspiegellochrand dargestellt, deren Grundflächen in der beobachteten Pupille P bei zunehmender Verschmälerung sich sämtlich am korrespondierenden oberen Pupillenrande decken (nur ein Partialkegel ausgezeichnet), so dass das Pupillenbildchen P′ in der Beobachternetzhaut in seinem konjugierten unteren Teile sichelförmig erleuchtet wird.

Man braucht sich die Figur nur um ihre Achse rotiert zu denken, um einzusehen, dass der windschief zur Achse gestellte Lichtkegel hierbei in der Pupille P bezw. ihrem Bilde P′ diese hellere Sichel ausschneidet und somit das Phänomen der mitläufigen grauen Scheibe und nicht etwa ein gegenläufiger Halbschatten entsteht. Um die Figur nicht zu verwirreu, ist der nnterste in F vereinigte Lichtkegel, welcher ebenfalls am oberen Augenspiegellochrande adhärieren sollte, zu tief gezeichnet. Derselbe kann als ein, ausserhalb der Papierebene der Zeichnung gelegener, in der achsenkonzentrischen Wanderung entlang dem Augenspiegellochumfange nach oben begriffner Lichtkegel gedacht werden (§§ 2, 16).

Wird nun in Fig. 3, Tafel III, der Augenspiegel S in der Pfeilrichtung noch weiter nach unten gedreht, so sieht der Beobachtete den Querschnitt der virtuellen Lichtquelle L vollends neben bezw. über dem schwarzen Augenspiegelloch hervortreten. Dementsprechend wandert auf seiner Netzhaut das Licht nach unten, aber im Gesichtsfelde nicht achsensenkrecht, sondern entlang der beleuchteten Sichel am Umfange der dunklen Scheibe um die Achse herum. Taf. III, Fig.

Die Beleuchtung ist jetzt eine normale (von Helmholtz), als ob das beobachtete Auge frei nach der Lichtquelle blickend ein Bild von ihr auf seiner Netzhaut erzeugte. Hierdurch wird die scheinbare Helligkeit im sichelförmigen Teil der Pupille merklich erhöht; der lichtschwache Randsaum des Beleuchtungsfeldes B kann infolge Kontrastes nicht wahrgenommen werden und bleibt deshalb hier wie immer ausser Betracht.

Übertragen wir diese Verhältnisse nach rechts in ein zweites Auge, so können wir leicht ablesen, dass der untere Teil der Pupille, zu welchem, wegen des Vorhandenseins des Diaphragmabildes S′, kein Licht mehr gelangt, jetzt erheblich an Breite zugenommen hat. Da die verwaschene Randzone (Zerstreuungsbild des Lochrandes S′, ringförmig beleuchtetes Gesichtsfeld), in welchem die Lichtbewegung stattfand, nur einen Durchmesser von 0,01 mm (vgl. oben) hat, so muss letztere sich lebhaft in der Pupille äussern.

Demnach erscheint dem Beobachter, ein tiefschwarzer, lebhaft die Pupille durcheilender gegenläufiger Schatten von unten her sich über die graue Scheibe hinüber zu schieben. Sobald er die Pupillenhälfte überschritten hat, bekommt er einen leicht konvexen Rand, was wir schon wiederholt als die tonnenförmige Verzerrung infolge der positiven sphärischen Aberration der Randzone erklärt haben.

In Fig. 3a, Tafel III, sehen wir wieder die Verwirklichung der Vorgänge am Augenspiegel. Wir erinnern uns, dass die in F sich kreuzenden Lichtkegel gleichsam je mit einem Strahle dem Augenspiegellochrande, von welchem ihr Licht entstammt, unlösbar adhärieren und daher nicht Taf. III, Fig. 3

achsensenkrecht, sondern dem letzteren entlang im Kreise um die Achse herum nach oben gewandert sind, bis ein letzter Lichtkegel an der oberen Konvexität übrig blieb. Wir haben dies schon oben (vgl. §§ 3, 10) erwähnt und müssen in der weiter unten (§ 16) folgenden allgemeinen Betrachtung hierauf genauer zurückkommen. Aus derselben geht hervor, worauf wir hier vorgreifend hinweisen, dass eine Konkurrenz zwischen der Beobachteriris und dem Augenspiegel ohne Rücksicht auf die Grösse des Spiegellochs bezw. der Beobachterpupille, nur aus dem Grunde nicht besteht, weil der Augenspiegel das einzige lichtspendende Diaphragma im System ist. Ist das Spiegelloch grösser als unsere Pupille, so hat dies nur die eine Folge, dass wir den Spiegellochrand gegen unseren Pupillenrand soweit primär dezentrieren müssen, dass wir die beobachtete Pupille voll erleuchtet sehen.

Jener letzte Lichtkegel ist nun bei weiterer Spiegeldrehung schliesslich vom oberen Spiegellochrande aus achsensenkrecht nach oben gewandert und dabei vom Augenspiegeldiaphragma zum Teil quer durchschnitten worden. Da der Spiegel von einem von F divergierenden Lichtkegel getroffen wurde, so hat sich das Pupillenbildchen P′ in der Beobachternetzhaut von oben nach unten verdunkelt; diese Verdunklung ist, wie oben besprochen (§ 3), identisch mit dem entoptischen Schatten des abblendenden Teils des Augenspiegellochumfangs. Die konjugierte Basis des abgeblendeten Teils des Lichtkegels liegt, wie ein Blick auf die Figur zeigt, infolge der Kreuzung der Lichtstrahlen in F, am unteren Rande der beobachteten Pupille P, und so sieht der Beobachter in letzterer einen der Spiegelrichtung entgegenwandernden Schatten von unten her auftreten.

Bei der Ausführung der Untersuchung sieht man die hier beschriebenen Phänomene natürlich schnell hintereinander erscheinen. Nach Ablauf der Erscheinung, wenn der Schatten die ganze Pupille durchwandert hat, ist letztere aber keineswegs, wie erwartet werden sollte, völlig dunkel, sondern leuchtet noch in mattem Graurot (vgl. § 2).

Je nachdem man annähernd durch die Mitte des Augenspiegelloches oder etwas seitwärts hindurchblickt, bekommt man den ganzen Ablauf der Erscheinung oder nur die letzten Phasen derselben zu sehen, indem die graue Scheibe primär dezentriert erscheint.

Mit der Dezentration des Augenspiegelloches, wenn man nämlich den Augenspiegel im Handgelenk, also um eine bewegliche Drehachse bewegt, hängt es auch zusammen, ob die graue Scheibe nur bis zum Pupillenrande wandert oder denselben teilweise überschreitet, bevor der Schatten auftritt.

§ 9.

Fällt nun im weiteren Verlauf der Untersuchung der Fernpunkt F mit der Ebene des Augenspiegels zusammen, so wird sich das Bild des schwarzen Augenspiegellochs genau in der Netzhautebene des beobachteten Auges befinden. Demnach müsste der Beobachter in der untersuchten Pupille nur den Widerschein seines dunklen Spiegellochs sehen (vgl. § 2). Es müsste dies aber auch in anderen Untersuchungsstadien, nach dem Ablauf der Erscheinung, wenn also die Beleuchtungsquelle neben das Augenspiegelloch getreten ist und demnach der Schatten die ganze Pupillenfläche durchwandert hat, zutreffen. Dies ist indes keineswegs der Fall, sondern die Pupille leuchtet dann noch in mattem Graurot. Es erklärt sich dies dadurch, dass einmal die meisten menschlichen Augen keine genauen Bilder liefern; dass ferner der Augenspiegel, wegen der in der Glassubstanz stattfindenden diffusen Lichtreflektion, nebenher zu einem schwachen Selbstleuchter wird; und endlich aus dem verwaschenen oder scharfen Bilde der selbstleuchtenden Glasplatte in der Netzhaut des beobachteten Auges, weil, wegen der in letzterer stattfindenden diffusen Reflektion, stets schwaches Licht in den Bezirk des Augenspiegellochbildes S′ eindringen kann. Das diffuse Licht des Spiegelglases ist lichtschwächer als das regelmässig reflektierte der virtuellen Lichtquelle und also auch jenes, im Sinne der Lichtbewegung, letzten Lichtkegels der letzteren.

So erklärt sich die Empfindung des dunklen Schattens neben der grauen Scheibe nicht nur aus physikalischen Ursachen, sondern auch aus dem physiologischen Vorgange des simultanen Kontrasts; Helligkeit in grösserer Helligkeit wird als Dunkelheit empfunden.

Analog würde im vorliegenden Untersuchungsstadium dem Beobachter zum Teil infolge successiven Kontrastes, weil jetzt fast nur falsches und schwaches Licht im System ist, die graue Scheibe nunmehr die ganze Pupille des untersuchten Auges auszufüllen und demgemäss unbeweglich erscheinen; die Schattenphänomene sind verschwunden: man mag den Spiegel drehen wie man will.

Wir haben bereits oben ausführlich gesehen (§ 2 a), dass dieses Phänomen in einer mittleren Strecke der Achse sichtbar bleibt, welche mit dem Quadrat der Lateralvergrösserung zunimmt (neutrale Strecke, Fokustiefe) und deren peripherer Endpunkt, physiologischer Fernpunkt, abzumessen ist.

§ 10.

Kommt nun weiterhin der Augenspiegel S, mit dem Sehloch von 2 mm Durchmesser, dicht, etwa 2 mm innerhalb des gesuchten Fern-
V, Fig. 1. punktes F zu stehen, wie in Fig. 1, Tafel IV, so liegt das Bild S′ nunmehr, unter Zugrundelegung des Helmholtzschen Auges, 0,06 mm hinter der Netzhaut des untersuchten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges von 8 Dioptr. Achsenmyopie. Das, für den Lichteinfall in das untersuchte Auge undurchsichtige, Lochbild von S′ ist 0,308 mm gross; seine Projektion auf die Netzhaut kann wegen der geringen Entfernung vernachlässigt werden; die es umrahmende ringförmige Zerstreuungsfigur des Lochrandes ist in der Netzhaut bei wechselnder Pupillenweite (von 5 bis 10 mm) 0,013 bis 0,027 mm breit. Das Bild L′ der Lichtquelle L liegt 0,71 mm vor der Netzhaut und wäre im Querschnitt, bei fadenförmiger Lichtquelle, 0,11 mm breit. Für das aus dem untersuchten nach dem Beobachterauge zurückkehrende Licht ist das Sehlochbild S′ wieder, wie

in der vorigen Untersuchungsphase (§ 8), die Gesichtsfeldblende, die beobachtete Pupille P die Eintrittspupille und ihr Bild P′ an der Beobachternetzhaut die Austrittspupille des skiaskopischen Systems.

Für die Beleuchtung ist zu beachten, dass jetzt der hinter dem Augenspiegel gelegene Teil des dunklen Raumes, welcher theoretisch als Kernschatten des nicht reflektierenden dunklen Augenspiegelloches infolge der Beleuchtung von seite der natürlichen Lichtquelle her aufzufassen ist, in der Netzhaut des untersuchten Auges im sogenannten Beleuchtungsfelde B sich geltend macht (schraffiert). Der Durchmesser der Kernschattenzone ist naturgemäss kleiner geworden und berechnet sich bei wechselnder Pupillenweite (von 5 bis 10 mm) auf 0,28 bis 0,29 mm. Die umrahmende Halbschattenzone fällt jetzt mit dem ringförmigen Zerstreuungsbilde des zentralen Loches des Diaphragmabildes S′ völlig zusammen (vgl. § 8); die Beleuchtung dringt wieder gegen das Zentrum hin vor. Der Beobachtete erblickt das Augenspiegelloch in der Mitte der bandförmigen virtuellen Lichtquelle (Kreis an S).

Übertragen wir das Beleuchtungs- und Gesichtsfeld nach rechts in ein zweites Auge, so sehen wir, dass vom inneren Rande des ringförmig beleuchteten Gesichtsfeldes (äusseren Rande der Zone voller Apertur, s. ob. § 7) volle Lichtkegel durch die Öffnung des Blendenbildes S′ zur scheinbaren Pupille gelangen; während von da nach aussen, wegen des Vorhandenseins der Blende S′ immer schmälere Partialkegel die Pupille erreichen (Zone der abnehmenden Apertur), deren Querschnitte in der Pupillenfläche, von der Mitte nach dem Rande successiv abnehmend, sich partiell und zwar diesmal am korrespondierenden Pupillenrande (vgl. § 8) decken.

Für den Beobachter muss daher die Pupille im ganzen weniger dunkel als im vorigen Stadium und in der Pupillenmitte eine kleine zentrale dunkle Scheibe erscheinen.

In Fig. 1a, Tafel IV, ist das Zustandekommen der Erscheinung am Augenspiegelloch und im Beobachterauge nach oben erwähnten Regeln Taf. IV, Fig. 1a

(§ 8) dargestellt. In F bedeutet der punktierte Pfeil jetzt das Netzhautbild, welches dortselbst entworfen werden würde, wenn das Augenspiegeldiaphragma nicht vorhanden wäre, welches mit seinem Sehloch nur einen kleinen mittleren Teil des Bildes, von 2 mm Durchmesser, ausschneidet, welches aber zum grössten Teil, bis auf einen schmalen Randsaum, unbeleuchtet ist, weil das sog. Beleuchtungsfeld in der Netzhaut des untersuchten Auges jetzt etwa dem Querschnitt 3a, in Fig. 5, des Beleuchtungskegels konjugiert ist (§ 4). Die Basen der hart am Augenspiegellochrande vorbeigelangenden Partialkegel, mit den Schnittpunkten in der Fernpunktebene F, liegen jetzt dem gegenüberliegenden Rande der Pupille P an (vgl. § 8). Denken wir uns die Figur um die Achse rotiert, so bilden die Partialkegel einen dünnen, den dunklen (schraffierten) Raum umhüllenden, Lichtmantel.

IV, Fig. 2. In Fig. 2, Tafel IV, ist der Augenspiegel S in der Pfeilrichtung nach unten gedreht, so dass der Querschnitt der senkrecht zur Papierebene gedachten virtuellen Lichtquelle L oberhalb der Achse liegt. Der Beobachtete sieht die bandförmige virtuelle Lichtquelle in halber Höhe des Augenspiegelloches (Kreis an S). Der dunkle (schraffierte) Raum liegt in der Luft am unteren, im Glaskörper des untersuchten Auges am oberen Umfange des Beleuchtungskegels; der Querschnitt des dunklen Raumes am oberen Rande des Beleuchtungsfeldes B. Der sichelförmige Teil des wirksamen Beleuchtungsfeldes (beleuchteten Teils des Gesichtsfeldes) wird wieder gefunden, indem man die Figur mit dem windschief zur Achse gestellten Beleuchtungskegel um die Achse rotieren lässt oder mit dem Radius des (berechneten und konstruierten) dunklen Raumes einen Kreis am oberen Rande des Gesichtsfeldes ausschneidet.

Es können a priori aus dem untersuchten Auge nur diejenigen Lichtkegel heraustreten, welche rückwärts verlängert durch die Öffnung des Diaphragmabildes S′ gehen; es ist dies vom inneren Rande des sichelförmigen Beleuchtungsfeldes ein ganzer, von da nach aussen nur successive abnehmende Partialkegel, welche mit ihren hier am korrespon-

dierenden unteren Pupillenrande anliegenden Teilen einander sämtlich überdecken (vgl. § 8). Denken wir uns die Figur um die Achse rotiert, so entsteht im unteren Teil der Pupille eine breite leuchtende Sichel, welche mit ihren oberen Spitzen einen weniger hellen Rayon umgreift.

Dem Beobachter erscheint demnach die kleine graue Scheibe eine der Augenspiegeldrehung, von oben nach unten, entgegenwandernde lebhafte Bewegung, von unten nach oben, ausgeführt zu haben; nur bei scharfer Aufmerksamkeit erkennbar.

Am Augenspiegel in der Luft, Fig. 2a, Tafel IV, sind die Lichtkegel entlang dem Spiegellochrande um die Achse herum nach oben gewandert, so dass noch ein Voll- und unendlich viele Partialkegel (nur einer gezeichnet) am oberen Lochrande passieren. Die teilweisen Basen sämtlicher Partialkegel mit den Schnittpunkten in der Fernpunktebene F liegen einerseits am unteren Rande der beobachteten Pupille P, andererseits am konjugierten oberen Rande des Pupillenbildchens P′ an der Beobachternetzhaut. Lassen wir die Figur wieder mit dem windschief zur Achse gestellten Beleuchtungskegel um die Achse rotieren, so resultiert auch auf diesem Wege für den Beobachter eine gegenläufige graue Scheibe in der beobachteten Pupille. Taf. IV, Fig. 2

In Fig. 3, Tafel IV, ist infolge weiterer Spiegeldrehung von oben nach unten der Querschnitt der virtuellen Lichtquelle etwas höher gerückt, der Beobachtete erblickt die bandförmige virtuelle Lichtquelle im Spiegel (Kreis an S) dicht am oberen Rande des Augenspiegellochs. Das Bild der Lichtquelle L′ ist demnach so weit nach unten gewandert, dass nur noch eine schmale untere Sichel des Gesichtsfeldes vom Beleuchtungsfelde B bedeckt wird. Von dieser können bei der Rückkehr des Lichtes aus dem untersuchten Auge, wegen des Vorhandenseins des Blendenbildes S′, nur diejenigen Partialkegel wirksam werden, welche zum unteren Rande der Pupille und gleichzeitig, rückwärts verlängert, durch die Öffnung der Blende S′ gehen, während zur oberen Pupillenhälfte kein wirksames Licht gelangen kann. Da der beleuchtete verwaschene Randsaum des Ge- Taf. IV, Fig.

sichtsfeldes S′ (Zerstreuungsbild des Spiegellochrandes, ringförmig beleuchtetes [skiaskopisches] Gesichtsfeld) nur einen Durchmesser von 0,013 mm (vgl. oben) hat, so muss die in letzterem stattgefundene Lichtbewegung sich in der Pupille lebhaft äussern.

Demnach erscheint dem Beobachter nunmehr ein breiter, lebhaft durch die beobachtete Pupille von oben nach unten mit der Spiegeldrehung wandernder, Schatten.

IV, Fig. 3a. Dasselbe lesen wir aus den Vorgängen am Augenspiegel in Fig. 3a, Tafel IV, ab. Jener (im Sinne der achsenkonzentrischen Lichtbewegung) letzte Lichtkegel am oberen Augenspiegellochumfange ist nunmehr achsensenkrecht nach oben gewandert und dabei vom Augenspiegeldiaphragma teilweise quer durchschnitten worden. Die zugehörigen Grundflächen des durchschnittenen Partialkegels liegen einerseits in der oberen Hälfte der beobachteten Pupille P, andererseits in der konjugierten unteren Hälfte des Pupillenbildes P′ an der Beobachternetzhaut. Mit anderen Worten, der entoptische Schatten der abblendenden Teilstrecke des oberen Spiegellochumfangs liegt jetzt auf der unteren Hälfte der Achse, da das Diaphragma jetzt von einem konvergierenden Lichtkegel (vgl. § 8), mit dem Schnittpunkt zwischen Diaphragma und Beobachterauge, getroffen wurde. So resultiert ein von oben nach unten mit der Spiegeldrehung mitläufiger Schatten.

Wir haben (§§ 8 bis 10) gesehen, dass die mitläufige graue Scheibe mit dem Moment in Erscheinung tritt, in welchem die Spitze des vor dem Spiegellochbilde S′ gelegenen Teils des dunklen Raums die Netzhaut des untersuchten Auges durchstösst, dass bei weiterer Annäherung des Diaphragmabildes S′ an die Netzhaut der Querschnitt des dunklen Raums in letzterer und demnach die graue Scheibe in der Pupille grösser und deren Bewegung schwerfälliger wird, bis beim Zusammenfallen des Diaphragmabildes S′ mit der Netzhautebene die graue Scheibe ganz die beobachtete Pupille auszufüllen und unbeweglich erscheint. Ferner sahen wir, dass, wenn das Blendenbild S′ hinter die Netzhaut tritt, nunmehr

auf ihr der Querschnitt des hinter dem ersteren abgebildeten Teils des dunklen Raums erscheint, dass bei dieser Blendenlage die graue Scheibe in der beobachteten Pupille sich gegenläufig bewegt und immer kleiner wird, bis sie in dem Moment verschwindet, in welchem die hintere Spitze des dunklen Raumes, bei zunehmender Entfernung des Diaphragmabildes S′ von der Netzhaut, von dieser abrückt.

Demnach können wir schon mit Hülfe dieses Phänomens den Ort des gesuchten Fernpunktes mit aller Präzision feststellen. Wir tun dies gewöhnlich nicht, weil die kurz vor und kurz hinter diesem Orte sichtbaren Schattenerscheinungen auffälliger und somit leichter zu beobachten sind; erkennen aber, dass das Phänomen der zentralen grauen Scheibe nicht den Vorwurf der Störung verdient, sondern vielmehr eine für die Messung wichtige, der Aufmerksamkeit würdige Erscheinung ist.

Wir wollen noch erwähnen, dass das erste Stadium der Mitläufigkeit der grauen Scheibe in einer längeren Strecke und sehr deutlich sichtbar ist; während das letztere Stadium der Gegenläufigkeit der Scheibe schneller verschwindet und zwar einmal, weil der hinter dem Augenspiegelloch gelegene Teil des dunklen Raums kürzer ist als der vordere, und ferner, weil aus demselben Grunde jetzt sehr bald ein neues eklatantes Lichtphänomen die Aufmerksamkeit des Beobachters zu fesseln beginnt.

§ 11.

Kommt nämlich im weiteren Verfolg der Untersuchung, Fig. 1, Tafel V, der Spiegel S, mit der zentralen Öffnung von 2 mm, weiter, etwa 30 mm innerhalb des gesuchten Fernpunkts F, zu stehen, so liegt sein Bild S′ nunmehr 1,24 mm hinter der Netzhaut des untersuchten, um acht Dioptrien myopischen, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges und ist 0,42 mm, seine Projektion vom Mittelpunkte der Pupille in der Netzhautebene 0,39 mm gross. Die Zerstreuungskreise des Spiegellochrandes in letzterer sind bei wechselnder Pupillenweite (von 5 Taf. V, Fig.

bis 10 mm) 0,26 bis 0,52 mm im Durchmesser, stehen also bei enger Pupille etwa 0,13 mm voneinander ab oder überkreuzen sich bei weiter Pupille partiell um 0,12 mm, und weiterhin auch bei mittelweiter Pupille um so mehr, je weiter S′ von der Netzhaut abrückt. Im vorliegenden Falle hat das Gesamtgesichtsfeld einen Durchmesser von 0,65 bis 0,98 mm, ist aber nur teilweise beleuchtet (siehe unten). Ferner erscheint nach der Rechnung und Konstruktion, wie auch ein Blick auf Fig. 1, Tafel V, lehrt, die Blendenöffnung S′ vom Netzhautzentrum aus unter kleinerem Sehwinkel als die scheinbare Pupille; erstere ist daher die Eintrittspupille, wirkt aber auch, für die von seitlichen Punkten ausstrahlenden Büschel, als Gesichtsfeldblende (intermediäres Gesichtsfeld, vergl. Tafel II, § 7). Das letztere Gebiet haben wir daher oben (§ 7) als die Zone der abnehmenden Apertur, das von ihr umrahmte mittlere Gebiet als die Zone der vollen Apertur unterschieden.

Da, wie wir oben (§ 3) feststellen konnten, die virtuelle Lichtquelle sich möglichst dicht hinter dem Spiegel befinden soll und nach der Annahme unserer Versuchsanordnung 30 mm hinter S liegt, so fällt dieselbe jetzt etwa mit dem Fernpunkt F und ihr Bild L′ mit der Netzhautebene des untersuchten Auges zusammen; es ist 0,075 mm breit und 1,5 mm lang (wenn die lineare Lichtquelle $0{,}5 \times 15$ mm gross angenommen wird).

In diesem Moment tritt wie mit einem Schlage eine lebhafte Bewegung der beobachteten Pupille auf, welche bis dahin sich in vollkommener Ruhe verhielt.

Wenigstens verhält es sich so, wenn man in einem Dunkelzimmer untersucht, in welchem sich Licht nur zwischen dem Beobachter und dem beobachteten Auge befindet, was allerdings nur bei elektrischen Untersuchungsinstrumenten der Fall ist. Heutzutage versteht man unter einem Dunkelraum meist immer noch ein durch eine oder mehrere (Petroleum-, Gas- oder elektrische) Lampen erhelltes Zimmer.

Ob diese »Fernpunkt-Pupillenreaktion« (vergl. meine Monogr. 1902; S. 51, 52, und Berlin. klin. Wochenschr. 1900, No. 28), wie ich meine,

aus der physikalischen Ursache der jetzt fokalen Netzhautbeleuchtung oder aus dem psychischen Moment der Aufmerksamkeitserregung (Haab) oder aus beiden erklärt werden kann, überlassen wir dem Urteil der Leser und begnügen uns hier, nochmals auf diese höchst auffällige Beobachtungstatsache hinzuweisen.

Würde bei Benutzung einer stabilen, neben dem Kopf des Untersuchten angebrachten Beleuchtung die virtuelle Lichtquelle L weit hinter S und ihr Bild L′ noch vor der Netzhaut gelegen sein, so würde auch in diesem Falle wegen der Überkreuzung der Zerstreuungskreise von S′ in der Netzhaut, welche mit der Zerstreuungsfigur des wirksamen Beleuchtungsfeldes identisch sind, das Licht aus der Peripherie, in welche es vorhin entwichen war (§§ 7—10), wieder nach dem Zentrum des Gesichtsfeldes zurückkehren; nur dass in dem von uns angenommenen Falle die Beleuchtungsintensität der Netzhaut eine hellere, weil fokale, ist.

Bei der Rückkehr des Lichtes von der Netzhaut des untersuchten Auges können, wegen des Vorhandenseins der Blendenöffnung S′, nur Partialkegel zur scheinbaren Pupille gelangen, welche, wegen der Verkleinerung des Beleuchtungsfeldes, noch sich sämtlich in der Pupillenmitte partiell decken; während nach der Peripherie zu kein Licht gelangt, weil nur das Zentrum der mittleren Zone (voller Apertur) erleuchtet ist. Denkt man sich einen partiellen Beleuchtungskegel in der, senkrecht zur Papierebene der Zeichnung laufenden, Längsrichtung der virtuellen Lichtquelle L bezw. L′ verschoben, mit dem Drehpunkt im Augenspiegelloch S bezw. S′,

so resultiert für den Beobachter die Erscheinung eines weissen, in unserem Falle hellleuchtenden Lichtbandes mit nach aussen leicht konkaven Rändern.

Diese, unter dem Namen der kissenförmigen Verzeichnung[1]) bekannte, Erscheinung beruht wiederum auf der positiven sphärischen

[1]) Nach dem englischen Fachausdrucke cushion shaped distortion.

Aberration und erklärt sich im Gegensatze zu dem früher beobachteten (§§ 7, 8) daraus, dass wir uns jetzt mit unserem Augenspiegel innerhalb der Brennstrecke befinden, in welcher jetzt die Randstrahlen im Querschnitt der Lichtquelle, nicht aber in der Längsrichtung derselben am Augenspiegel abgeblendet werden.

Der Querschnitt eines vom Zentrum des Beleuchtungsfeldes (Zone der vollen Apertur) zur Pupille des beobachteten Auges gelangenden Partialkegels ist in letzterer gleich 7 mm, die Querschnitte aller Partialkegel dieser Zone überlagern sich in der Pupillenmitte teilweise. Die dem Beobachter erscheinende Helligkeit des Lichtbandes wird daher in der Mitte am grössten sein und nach dem Rande des Lichtbandes stark abnehmen. Ebenso ist ersichtlich, dass in dem Lichtbande keinerlei Netzhautdetails erkennbar sein können.

Dieselbe Abbildung des Lichtkegels, welche wir soeben am Lochbilde S' sahen, zeigt Fig. 1a, Tafel V, an dem ihm konjugierten Augenspiegelloch S. Der punktierte Pfeil im Fernpunkt F, welcher zufällig mit dem Knotenpunkte des Beobachterauges zusammenfällt, bedeutet wieder das Netzhautbild, welches dortselbst entworfen werden würde, wenn das Spiegelloch S nicht ein kleines mittleres Stück von 2 mm davon ausschnitte. Aus der Abblendung der Randteile des Lichtkegels ergibt sich, wenn wir den Lichtkegel in der senkrecht zur Papierebene der Zeichnung laufenden Längsrichtung der Lichtquelle bezw. deren Bildes F mit dem Drehpunkt im Augenspiegelloch S verschoben denken, die Entstehung des horizontalen Lichtbandes im Pupillenbildchen P' an der Beobachternetzhaut.

Taf. V, Fig. 1a.

Taf. V, Fig. 2. Wird nun in Fig. 2, Tafel V, der Spiegel S nach unten gedreht, so wandert der Querschnitt der virtuellen Lichtquelle L nach oben bezw. sein Bild L' im Glaskörper des untersuchten Auges nach unten von der Achse, und es kann, mit Rücksicht auf die Blendenöffnung S', jetzt nur noch zur unteren Pupillenhälfte Licht gelangen.

Demnach erscheint dem Beobachter das Lichtband nach unten mit

der Spiegeldrehung mitläufig zu wandern, wobei es, gemäss der eben besprochenen kissenförmigen Verzeichnung, im ganzen eine nach dem unteren Pupillenrande zu leicht konkave Biegung bekommt.

Die Verwirklichung hiervon am Augenspiegelloch S zeigt uns Fig. 2 a, Tafel V, welche uns ferner lehrt, dass das Zusammenfallen des Fernpunktbildes F mit dem optischen Zentrum oder anderen Kardinalpunkten des Beobachterauges keinen Einfluss auf die skiaskopische Erscheinung hat. Letztere vielmehr von der durch die feine Öffnung des Augenspiegeldiaphragma S erzeugten Abbildung abhängt, welche bewirkt, dass der zum Pupillenbildchen P′ an der Beobachternetzhaut durch das Spiegelloch hindurchgelangende, dasselbe noch voll ausfüllende, Partialkegel sein Licht aus dem unteren Teile der beobachteten Pupille P erborgen muss; was wir in der allgemeinen Erörterung (§ 16) noch genauer betrachten müssen. Taf. V, Fig. 2a.

Würde man den gesuchten Fernpunkt durch Änderung der optischen Einstellung noch weiter entlang der Achse bis hinter das Auge des Beobachters wandern lassen, oder letzterer eine entsprechende Bewegung vorwärts machen, so würden, wie aus Tafel V ablesbar, die Zerstreuungskreise des Augenspiegellochbildes S′ in der Netzhaut des beobachteten Auges sich immer mehr überdecken und dadurch ein immer grösseres Netzhautstück vom Gesichtsfeld umgrenzt und bei der Spiegeldrehung nach und nach beleuchtet werden, bis letzteres nach der Definition von Helmholtz wieder dem Zerstreuungskreise des Mittelpunkes der Beobachterpupille (des Augenspiegellochs) etwa gleichkommt.

Das, im Fernpunkt hinter dem Beobachterauge liegend gedachte, Bild dieses Netzhautstücks würde, bevor es zu seiner Entstehung kommt, im Glaskörper des Beobachterauges entworfen und immer weiter bis in die Nähe der Netzhaut wandern, ohne dieselbe je zu erreichen, da wir konvergente Lichtstrahlen nicht auf unserer Netzhaut vereinigen können; ausgenommen, wenn der Beobachter Hypermetrop ist.

Der Beobachter sieht dann schliesslich dasselbe Lichtband, wie in Tafel V, nunmehr auf dem sehr verwaschen Augengrundbilde, welches

wir das myopische aufrechte Bild nennen wollen (vgl. § 12 Schluss), direkt mitläufig wandern.

Wir sind somit zum Schluss unseres Untersuchungsganges wieder ganz im Gebiete der Theorie der Ophthalmoskopie angelangt.

Ähnliches liegt auch vor, wenn das beobachtete Auge emmetropisch oder hypermetropisch ist. A priori werden wir hier dasselbe Lichtband in der beobachteten Pupille, aber nunmehr auf dem scharfen Augengrundbilde zu sehen erwarten dürfen.

Es ist unsere Aufgabe, auf diese Theorie des direkten aufrechten Bildes kurz einzugehen.

§ 12.

Taf. VI, Fig. 1. Ist das beobachtete Auge in Fig. 1, Tafel VI, emmetropisch und befindet sich der Beobachter mit seinem Augenspiegel S 25 cm vor dem vorderen Brennpunkt des untersuchten, in Akkommodationsruhe befindlichen, Auges und das virtuelle Bild der Lichtquelle L — als welche wir zunächst einmal die schon als massgebend festgestellte lineare annehmen wollen — 30 mm hinter S, so liegt das Augenspiegellochbild S′ S′, unter Zugrundelegung des neueren Helmholtzschen Auges, 1,2 mm hinter der Netzhaut und ist 0,11 mm gross. Das Bild L′ der virtuellen Lichtquelle L (deren Strahlen nicht ausgezeichnet sind) liegt 1 mm hinter der Netzhaut des untersuchten Auges; seine Zerstreuungsfigur in der Netzhaut, das Beleuchtungsfeld B, hat einen Querdurchmesser von 0,25 bis 0,5 mm und einen Längsdurchmesser von 1,45 bis 1,7 mm bei wechselnder Pupillenweite (von 5 bis 10 mm); wobei es, wie oben, für unsere rein geometrische Betrachtung gleichgültig ist, ob eine punktweise Abbildung stattfindet oder an Stelle jedes Bildpunktes ein kleiner Zerstreuungskreis in Anschlag kommt. Der Gesamtdurchmesser des Gesichtsfeldes, Zerstreuungsbildes S′ in der Netzhaut, beträgt bei wechselnder Pupillenweite (von 5 bis 10 mm) 0,38 bis 0,65 mm, d. i. etwa $^1/_3$ bis $^1/_2$ Papillendurchmesser, kommt also an Grösse dem Zerstreuungskreise GG des Mittelpunktes von S′ (0,27

bis 0,54 mm) bezw. S annähernd gleich und ist etwas grösser als der Querdurchmesser des Beleuchtungsfeldes B, aber kleiner als dessen Längsdurchmesser; das Gesichtsfeld ist also bandförmig beleuchtet.

S'S' ist, nach der Rechnung und Konstruktion, die Eintrittspupille, PP die Gesichtsfeldblende. Das im Rahmen der letzteren dem Beobachter erscheinende Netzhautstück wird umgrenzt durch die Projektion der beobachteten Pupille PP auf die Netzhaut vom Zentrum des Augenspiegellochbildes S' aus (vgl. oben § 6).

Um nun zu wissen, wie das so umgrenzte bandförmig beleuchtete Netzhautstück an der Netzhaut des Beobachters abgebildet wird, brauchen wir wiederum nur zu beachten, dass alle im Mittelpunkte des Augenspiegellochbildes S' sich kreuzenden und durch den Pupillenrand PP gehenden Hauptstrahlen (punktiert) sich auch im Mittelpunkte des Augenspiegellochs S kreuzen und den Rand des Pupillenbildes P'P' an der Beobachternetzhaut erreichen müssen.

Zumeist wird hierbei das sehr hellbeleuchtete Netzhautstück von $^1/_3$ bis $^1/_2$ Papillendurchmesser Grösse die Aufmerksamkeit des Beobachters fesseln und er je nach seiner Fähigkeit, seine Akkommodation ganz oder nur teilweise zu entspannen, das bandförmig beleuchtete Netzhautstück mehr weniger scharf im Rahmen der unscharf gesehenen nur schwach beleuchteten Iris des Beobachteten wahrnehmen. Denn das Netzhautbild sieht der Beobachter gleichsam von selbst, zur Fixation des beobachteten Auges jedoch bedarf er eines beträchtlichen Aufwandes an Akkommodation; in einer mittleren Strecke des skiaskopischen Systems (§§ 8, 10) ist es, wie wir sahen, umgekehrt. Das Lichtband zeigt, wie schon öfter erwähnt, infolge positiver Aberration der Randzone eine kissenförmige Verzerrung, d. h. nach aussen konkave Ränder.

Die Helligkeit, mit welcher die Netzhaut des untersuchten Auges beleuchtet wird, ist normal (v. Helmholtz), als ob das Auge nach der Lichtquelle blickend ein Bild von ihr auf seiner Netzhaut entwürfe. Die scheinbare Helligkeit berechnet sich nach unserer Formel (vgl. § 6):

$$\frac{q}{P} \cdot H,$$

wo q der Querschnitt des rückwärts durch das Augenspiegellochbild S' begrenzten Lichtkegels in der Pupillenebene des beobachteten Auges, = 1,6 mm Durchmesser, P der Querschnitt der letzteren = 4 mm Durchmesser, und H die normale Helligkeit ist. Bei mittelweiter Pupille von 4 mm ist die scheinbare Helligkeit gleich dem Verhältnis der Quadrate der Radien der beiden Querschnitte q und P:

$$\frac{r_q^2}{r_P^2} = \frac{0,64}{4} = \text{ca.}\ \frac{1}{6}$$

der normalen (vgl. § 6).

Bei Benutzung einer stabilen, neben dem Kopf des Untersuchten stehenden, Lichtquelle würde im Falle der Tafel VI die virtuelle Beleuchtungsquelle etwa 250 mm hinter dem Augenspiegel S, ihr Bild 0,6 mm hinter der Netzhaut des emmetropischen untersuchten Auges liegen und (wenn der Querschnitt der Beleuchtungsquelle, wie gewöhnlich, gleich 30 mm ist) 0,9 mm, das Beleuchtungsfeld in der Netzhaut bei wechselnder Pupillenweite 1 bis 1,2 mm breit, also breiter als das Gesichtsfeld (0,38 bis 0,65 mm) sein. Da aber von den Randteilen des Gesichtsfeldes, wegen des Vorhandenseins von S', nur schmale Partialkegel zum Pupillenrande gelangen, während sich die Lichtkegel in der Pupillenmitte zum grösseren Teil überdecken, so wird der Beobachter auch in diesem Falle ein Lichtband, aber mit sehr verwaschsenen Rändern, in der beobachteten Pupille wahrnehmen.

So sehen wir auch hier, dass die Schärfe des Pupillenphänomens nichts mit der scharfen Abbildung der Netzhaut des untersuchten Auges in der Beobachternetzhaut zu tun hat, sondern lediglich von der Breite der gewählten Lichtquelle bezw. deren scharfer Abbildung in der Netzhaut des untersuchten Auges und der, hiermit verbundenen, Halbschattenerzeugung abhängt.

Es versteht sich von selbst, dass, wenn nun das Lichtband in dem,

in der beobachteten Pupille erscheinenden, Netzhautstück mit der Spiegeldrehung, wie stets, gleichsinnig wandert, wir dies direkt sehen, Fig. 2, Tafel VI. Taf. VI, Fig

Die Lichtgrenze im Gesichtsfelde GG wird wieder (vgl. oben § 6) völlig bestimmt durch einen (im Sinne der Lichtbewegung) letzten, am oberen Augenspiegellochrande S bezw. unteren Spiegellochrandbilde S′ gelegenen, Lichtkegel. Die von L ausgehenden, aus Gründen der Klarheit der Figur nicht überall durchgezogenen, Lichtstrahlen sind nach ihrer Zusammengehörigkeit durch kleinste Kreise bezw. Kreuze bezeichnet.

Die Einführung des Blendenbildes S′ gewährt auch hier, in der Theorie des direkten aufrechten Bildes, eine Vereinfachung der theoretischen Darstellung, wie Fig. 2, Tafel VI, ohne weiteres ablesen lässt. Diese Methode der Darstellung ist zuerst durch mich (vgl. meine Monographie 1902, S. 16) in die Theorie des direkten aufrechten Bildes eingeführt worden (vgl. oben § 6).

Ist das beobachtete Auge, infolge Achsenverkürzung, hypermetropisch (Tafel VI, H), so wird, wie aus der Figur ohne weiteres ablesbar, das Gesichts- und Beleuchtungsfeld grösser. Die lineare Vergrösserung, in der das Netzhautstück in der beobachteten Pupille erscheint, ist infolge des Ab- und Vorrückens der Netzhaut vom hinteren Brennpunkte des beobachteten Auges geringer. Analog ist bei Emmetropie die Vergrösserung stärker, das Gesichts- und Beleuchtungsfeld kleiner, wie aus Fig. 1, Tafel VI, ersichtlich und in den Pupillenbildern E und H veranschaulicht ist.

Wie wir hier und früher schon sahen, beruht die Sichtbarmachung des Augengrundes bei höherer Ametropie nicht auf der oft hierfür geltend gemachten »grösseren Divergenz der Lichtstrahlen«, denn wir können auch wenig divergierendes Licht stets auf unserer Netzhaut vereinigen, sondern wesentlich auf der Vergrösserung des Gesichtsfeldes (vgl. auch § 6). —

Da in den vorbeschriebenen verschiedenen Phasen der Untersuchung

der Versuchsplan sich von Grund aus ändert, so muss es auch verschiedene Definitionen geben, von welchen naturgemäss nur eine das Wesen der Skiaskopie begrenzen kann. Nach vorhergehendem kann man das System der Skiaskopie in zwei Zonen einteilen, eine mittlere, in einer beträchtlichen Strecke um den gesuchten Fernpunkt herum gelegene, und eine äussere zu beiden Seiten derselben. Dazwischen haben wir noch ein intermediäres Stadium (§§ 7, 11) unterschieden.

Die besondere Verwirklichungsweise der Skiaskopie in der äusseren und intermediären Zone definiert sich als die Betrachtung des direkten, scharfen oder verwaschenen, myopischen umgekehrten bezw. myopischen aufrechten Bildes; also eine Abart der Ophthalmoskopie, gekennzeichnet durch die grundsätzlich zu nahe bezw. zu weite Entfernung des Beobachters (also umgekehrt wie beim ophthalmoskopischen U. B. bezw. A. B.) und das hierdurch bedingte kleine Gesichtsfeld ($^4/_5$ bis $^1/_{10}$ Papillendurchmesser); ferner gekennzeichnet durch den windschiefen Lichteinfall und die Abhängigkeit des scheinbaren Richtungswechsels der Abbildung des weissen Lichts von der primären Abbildung des letzteren durch die feine zentrale Öffnung des Augenspiegeldiaphragma (vgl. § 16), unabhängig von der sekundären Lichtbrechung im Beobachterauge. Die charakteristische mittlere Zone wird definiert als das Stadium der Beobachtung des Augenleuchtens bezw. der entoptischen Schatten (einer linearen Teilstrecke des Augenspiegellochumfanges).

Der allgemeine Wert der (labilen) Methode definiert sich, wie wir sahen (§ 5), als eine objektive Optometrie oder Sehprüfung.

§ 12a.

Das Gesichtsfeld ist im allgemeinen gleich dem Zerstreuungsbilde des Augenspiegellochs; aber mit grossen Unterschieden, welche von der absoluten Grösse und Lage des letzteren bezw. seines vom untersuchten Auge entworfenen Bildes S′ und von der Pupillenweite, sowie allgemein

von der optischen Einstellung des beobachteten Auges abhängig sind; worauf wir sogleich zurückkommen werden. Im ophthalmoskopischen Stadium (§§ 6; 11, 12) durchdringen sämtliche Zerstreuungskreise einander dermassen, dass ihre gemeinsame Zone einen verhältnismässig beträchtlichen Netzhautbezirk (ca. 1 Papillendurchmesser) bedeckt, welchem gegenüber ein schmaler partiell überstehender Randsaum gar nicht in Betracht kommt. Demnach kommt das Gesichtsfeld gleich der Definition von Helmholtz', d. i. gleich dem Zerstreuungskreise des Mittelpunktes der Beobachterpupille (des Augenspiegellochs). Oder, mit anderen Worten, das Gesichtsfeld ist gleich der Projektion der beobachteten Pupille durch den Mittelpunkt des Augenspiegellochbildes S' auf die Netzhaut des untersuchten Auges. Der Scheitel des Gesichtsfeldwinkels liegt im Mittelpunkte des Augenspiegellochbildes S' objektseitig, bezw. bildseitig im Mittelpunkte des Augenspiegellochs S. — Im intermediären Stadium (§§ 7, 11) findet nur eine geringfügige, gemeinsame Überlagerung der Zerstreuungskreise statt, der gegenüber die überstehende Randzone an Mächtigkeit gewinnt. Der Netzhautbezirk, von welchem Licht in unser Auge gelangen kann, stellt sich als eine Kombination dreier konzentrischer Gesichtsfelder dar, deren zugehörige Gesichtsfeldwinkel aber ihre Scheitel an drei verschiedenen Achsenpunkten haben. Der Gesichtsfeldwinkel der zentralsten Zone voller Apertur (§§ 7, 11) hat seinen Scheitel am vorderen Ende des dunkeln Raums; derjenige der mittleren Zone (halber Apertur) im Mittelpunkte des Augenspiegellochbildes S'; derjenige der äusseren Zone der verschwindenden Apertur[1]) am hinteren Ende des dunkeln Raums, reziprok in der Luft zwischen dem Fernpunktbilde F und dem Augenspiegelloch S. — In der charakteristischen mittleren entoptischen Phase der Skiaskopie (§§ 8—10), in welcher der Richtungswechsel stattfindet, sind die Zerstreuungskreise so weit von einander gewichen und so klein, dass ein verwaschenes Bild des Augenspiegellochs in der Netzhaut des

[1]) Nach der Namengebung durch von Rohr, Theorie der optischen Instrumente, Bd. 1, 1904. Berlin, J. Springer.

beobachteten Auges entsteht; das Gesichtsfeld ist gleich dem Zerstreuungsbilde des Augenspiegellochs. Daher ist es auch in der zentralen Zone dunkel und nur in der äussersten ringförmigen Zone erleuchtet; letztere ist also im engeren Sinne das skiaskopische Gesichtsfeld, und die Lichtbewegung im letzteren ist nunmehr achsenkonzentrisch. Der Ort der Scheitelpunkte sämtlicher Gesichtsfeldwinkel dieser Ringzone ist das scharfe Bild des Augenspiegellochumfangs bezw. dessen Objekt in der Luft; die Gesichtsfeldwinkel stehen somit windschief zur Achse.

Wir können jetzt die eigenartigen Beziehungen zwischen dem scharfen Augenspiegelbilde S' und dessen das beleuchtete Gesichtsfeld oder sichtbare Beleuchtungsfeld darstellenden Zerstreuungskreisen in der Netzhaut des untersuchten Auges, welche wir schon (§§ 6—12) kennen lernten, folgendermassen resumieren.

Dass wir bei einer Pupillenöffnung von 10 mm eine punktförmige Abbildung angenommen haben, ist erlaubt, da es hier nicht auf die absolute Grösse der berechneten Werte, sondern nur auf ihr Verhältnis gegeneinander ankommt. Die maximale Pupillenweite ist gewählt, um die Zahlenverhältnisse in den Abbildungen nach Möglichkeit wiedergeben zu können.

Aus beistehender Tabelle können wir folgende drei Gesetze ablesen:

Während der skiaskopischen Untersuchung, d. h. wenn das untersuchte Auge myopisch ist — wobei gleichgültig, ob durch Achsenverlängerung oder erhöhte Brechkraft oder Vorsetzen eines Konvexglases oder Akkommodation —, variieren die Zerstreuungskreise in der Netzhaut des untersuchten Auges rapide im Vergleich zur Grösse des scharfen Augenspiegellochbildes, indem sie bei Annäherung bezw. Entfernung des letzteren von der Netzhaut viel schneller an Grösse ab- bezw. zunehmen, als die Grösse des Spiegellochbildes sich ändert. Wie beistehende Tabelle zeigt, kehrt sich das Verhältnis der Grössen der Zerstreuungskreise zum Spiegellochbilde in einem mittleren Stadium geradezu um.

Ist das untersuchte Auge emmetropisch, so variieren die Zerstreuungskreise proportional der Grösse des Spiegellochbildes.

Refraktion des untersuchten Auges	Spiegelloch (2 mm), Objektabstand	Spiegellochbild S′: Lage vor (—) oder hinter (+) der Netzhaut. Helmholtz-Auge $l_2 = \frac{320,85}{l_1}$	Spiegellochbild S′: Grösse (Schnittweiten vom 2. Knotenpunkte)	Projektion auf die Netzhaut v. Mittelpunkt des Linsenbildes der Pupille	Zerstreuungskr. in der Netzhaut; Pupillenweite = 10 mm. § 6: $z = \frac{10}{\frac{e}{d} \pm 1}$	Quotient: $\frac{\text{Netzhautprojekt.}}{\text{Zerstreuungskr.}} = \frac{S'}{z}$
Myopie 8D (durch Achsenverlängerung um 3,08 mm, Abstand der Pupille von der Netzhaut = 22,2 mm, Fernpunkt F = 104,3 mm vor vorderem Brennpunkt φ_1)	100 mm ausserh. F (§ 6)	— 1,47 mm	0,154	0,164	0,7	$\frac{1}{4}$
dto.	30 » » (§ 7)	— 0,7 »	0,23	0,232	0,36	$\frac{1}{1,5}$
dto.	2 » » (§ 8)	— 0,05 »	0,294	0,294	0,02	$\frac{14}{1}$
dto.	2 mm innerh. F (§ 10)	+ 0,06 »	0,306	0,305	0,027	$\frac{13}{1}$
dto.	30 » » (§ 11)	+ 1,24 »	0,42	0,39	0,52	$\frac{1}{1,3}$
dto.	60 » » (§ 12) (= 44 mm vor φ_1)	+ 4,12 »	0,7	0,59	1,5	$\frac{1}{2,5}$
Emmetropie	250 mm vor φ_1 (§ 12)	+ 1,2 »	0,11	0,103	0,54	$\frac{1}{5}$ (rot.)
dto.	44 » »	+ 7,2 »	0,7	0,5	2,7	$\frac{1}{5}$ (rot.)
Hypermetropie 5 D (durch Achsenverkürzung um 1,36 mm, Abstand der Pupille von der Netzhaut = 18,76 mm, Fernpunkt F = — 220 mm hinter dem vorderen Brennpunkt φ_1)	250 » » (§ 12)	+ 2,56 »	0,12	0,104	1,2	$\frac{1}{11,5}$
dto.	44 » »	+ 8,65 »	0,7	0,476	3,1	$\frac{1}{6,5}$

Ist das untersuchte Auge hypermetropisch, so variiert die Grösse der Zerstreuungskreise langsamer als diejenige des Spiegellochbildes.

Der erste Satz gilt auch für die Beziehungen des Fernpunktbildes F bezw. dessen im Beobachterauge entworfenen Bildes zu dessen Zerstreuungsbilde in der Netzhaut des Beobachters. Denn letzterer bleibt, sobald er nicht mehr auf das Fernpunktbild F akkommodieren kann, notgedrungen auf eine endliche Entfernung (beobachtetes Auge) angenähert akkommodiert.

Die genannten, hier durch die empirische Rechnung gefundenen, Gesetze über die Zerstreuungskreise sind aus der allgemeinen Theorie der Netzhautbilder schon bekannt und zuerst durch Salzmann[1]) und neuerdings durch Hess[2]) allgemein formuliert worden.

So verstehen wir schon aus diesem einen Grunde (vgl. § 16, Lochabbildung), weshalb bei dem Durchlaufen der einzelnen Untersuchungsphasen der Skiaskopie die Zerstreuungskreise in der Beobachternetzhaut einander viel schneller überlagern oder auch auseinanderweichen, als der Abstand des gesuchten Fernpunkts F vom Beobachterauge zu- oder abnimmt. Das »Zerstreuungsbild der Netzhaut« ist daher nur in Momenten vorhanden und zerfliesst ebenso schnell in einen gleichmässigen Lichtschein.

Aber diese Beteiligung des Beobachterauges und somit das oft erwähnte »Sehen der Netzhaut des untersuchten Auges im Zerstreuungsbilde« ist nebensächlich, denn der schnelle Wechsel der Erscheinungen wird, auch ohne Rücksicht auf die optische Einstellung des Beobachterauges, in der Hauptsache dadurch bedingt, dass das beobachtete (auf eine endliche Entfernung eingestellte) Auge das lichtspendende Augenspiegeldiaphragma im Zerstreuungsbilde sieht.

Taf. IX. Tafel IX zeigt die Beziehungen der Projektion des Spiegellochbildes S′, welch letzteres ausserhalb (vor bezw. hinter) der Papierebene der Zeichnung zu denken ist, zu den Zerstreuungskreisen in der Netzhaut des untersuchten

---

[1]) M. Salzmann, Das Sehen in Zerstreuungskreisen. Arch. f. Ophth., Bd. 39, 2; Bd. 40, 5. 1893/94.

[2]) C. Hess, Anomalien der Refraktion und Akkommodation, 1903. § 42.

Auges (Gesichtsfeld) in 50facher Vergrösserung. Da die Zerstreuungskreise des Spiegellochrandbildes mit der Beleuchtung im allgemeinen identisch erachtet werden können, so geben die Figuren einen prinzipiellen Aufschluss über die Lichtverteilung im Gesichtsfelde in den verschiedenen Phasen; vv die Zone der vollen, va der abnehmenden Apertur.

Es wird ersichtlich, dass in Fig. III, IIIa der Taf. IX die Mitte des Gesichtsfeldes dunkel sein muss, weil die mit der Beleuchtung identischen Zerstreuungskreise nach dem Rande zu auseinandergewichen sind. Dass ferner in Fig. II, IV die Mitte vv des Gesichtsfeldes, weil die Zerstreuungskreise sich dort nur partiell überlagern, lichtschwach, die Randzone va heller beleuchtet ist, weil die Zerstreuungskreise nach dem Rande hin auseinanderweichen. Dass endlich in Fig. I, V, VI, VII umgekehrt die mittlere Zone vv hell, die Randzone va lichtschwach ist, weil die Zerstreuungskreise sich jetzt zum grösseren Teile in der Mitte überlagern, sich aber vom Rande her zurückziehen.

Die Identität der Zerstreuungskreise und der Beleuchtung erleidet indes insofern eine Einschränkung, als die äussere Grenze der letzteren dem Bilde der Lichtquelle immer ähnlicher wird, je näher dieses der Netzhaut liegt; wenn also (Planspiegel) S' hinter die Netzhaut rückt (Taf. IX, Fig. V, VI, VII). In diesen Fällen trifft, bei länglicher oder fadenförmiger Lichtquelle, die Identität nur für die Längsrichtung zu.

Je schmaler also das Beleuchtungsfeld, um so schärfer, unter Einschränkung der Halbschatten, die Schattengrenze; wie auch hier ersichtlich wird (vgl. ferner §§ 3; 6 u. a. a. O.).

Mit vorstehenden gesetzmässigen Veränderungen des Gesichtsfeldes in der Netzhaut des beobachteten Auges gehen gewisse Vorgänge im Beobachterauge einher. Während nämlich das Bild des Gesichtsfeldes im ophthalmoskopischen Stadium in oder an der Beobachternetzhaut entworfen wird, liegt ersteres im charakteristischen entoptischen Stadium in unendlicher oder endlicher Entfernung vor oder hinter dem Kopfe des Beobachters. Es wird hieraus ersichtlich, dass im ersteren Falle der Beobachter die

Wanderung des Lichtes (bezw. des ihm folgenden geometrischen Diaphragmaschattens) direkt sieht; im letzteren Falle dagegen nur den Schatten als eine späte Wirkung der Lichtwanderung. Die skiaskopische Verdunklung ist also in beiden Fällen gleich dem Diaphragmaschatten. Aber, auf die Netzhaut des Beobachters gesehen, ist einmal die Bildentstehung des weissen (kohärenten) Lichts, ein anderes mal der Schatten (inkohärentes Licht) die unterscheidende Hauptsache (§ 16).

§ 13.

Im vorhergehenden haben wir eine punktweise Abbildung angenommen. Dies ist auch für die vorliegende Untersuchung erlaubt, deren Genauigkeit die, durch die besondere anatomische und physiologische Beschaffenheit der Netzhaut begrenzte, hinreichende Sehkraft des menschlichen Auges zum Massstabe hat (§ 3, Schluss).

Tatsächlich können unter dieser willkürlichen Annahme die geschilderten, im skiaskopischen System beobachtbaren Erscheinungen in allen ihren mannigfaltigen Besonderheiten und Nuancen vollständig erklärt, bezw. a priori richtig vorhergesagt werden.

In Wirklichkeit gibt es keine punktförmige Abbildung, sondern diese ist nur eine, aus Gründen vereinfachter Betrachtung und Rechnung berechtigte, unter gewissen beschränkenden Voraussetzungen (unendlich dünner in oder nahe der Achse verlaufender Lichtbüschel) gültige, fälschliche Annahme der geometrischen Optik. Nach den Normen der, auf der heut allgemein angenommenen Grundanschauung von der Wellennatur des Lichts ruhenden, physischen Optik wird jeder homozentrisch leuchtende Punkt eines Objekts durch ein von Aberrationen freies brechendes System von endlicher Öffnung als ein ebenes achsensenkrechtes Lichtfleckchen (Beugungsbild der Systemöffnung) abgebildet. Dessen Grösse haben wir oben (§ 2a) unter gewissen, in Wirklichkeit nicht zutreffenden Voraussetzungen nach der Schwerdschen Formel $d = 2{,}44 \cdot \frac{\lambda e}{D}$ für eine Loch-

kamera mit dem Schirmabstande e = 20 mm, Lochdurchmesser D = 5 mm und mittlere Wellenlänge des Lichts $\lambda = 0{,}00057$ mm, mit 0,005517 mm gefunden. Dieses Lichtscheibchen ist dann noch von äusserst lichtschwachen, konzentrischen Interferenzringen umgeben. Durch das Dazwischentreten des Beobachterauges hinter die Öffnung D würde das Beugungsscheibchen sich entsprechend zusammenziehen und zwar mit zunehmender Pupillenweite, wenn das Auge frei von sphärischer Aberration wäre. Aber dieser Wert ist, wie oben erwähnt, für nahen Objekt- und Schirmabstand nicht richtig. Durch ein unendlich eng umgrenztes System wird im Sinne der Wellentheorie jeder leuchtende Objektpunkt als unendlich grosse Beugungsscheibe, d. h. gar nicht abgebildet.

Die von der Natur gegebenen optischen Systeme, wie z. B. das menschliche Auge, von grossem Öffnungsverhältnis (Querschnitt der Pupillenöffnung dividiert durch Brennweite), zeigen erhebliche Abweichungen wegen der Kugelgestalt, nach Gullstrand[1]) in einer mittleren optischen Zone von 4 mm Durchmesser den positiven Betrag von 4 Dioptrien erreichend; ferner wegen der mit der verschiedenen Wellenlänge des Lichtes sich ändernden Brechbarkeit (Farbenzerstreuung), ferner Dezentration, Astigmatismus wegen Krümmungsdifferenz in den brechenden Flächen oder wegen windschiefen Lichteinfalls — und lassen daher eine geometrisch ähnliche Abbildung streng genommen überhaupt nicht zustande kommen. Sondern jedem homozentrisch leuchenden Objektpunkte entsprechen am Bildorte unendlich viele Bildpunkte oder auch unendlich kleine Bildlinien, welche teils in einer Strecke der Achse (Längsabweichung), teils in spitzwinklig zu letzterer verlaufenden kaustischen Kurven angeordnet sind und in ihrer Gesamtheit, schematisch gesprochen, einen kleinen Brennkegel umgrenzen. Den annähernd kreisförmigen Querschnitt der engsten Einschnürung (Seitenabweichung) des Brennraums oder der Brennstrecke

---

[1]) A. Gullstrand, Allgemeine Theorie der monochromatischen Aberrationen etc., Upsala 1900, Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ups., und: Die Konstitution des im Auge gebrochenen Strahlenbündels, 1901, Arch. f. Ophth., Bd. LIII, 2.

können wir annäherungsweise als das Bild eines Objektpunktes gelten lassen; dieser Querschnitt ist dann noch von den durch die Lichtbeugung am Pupillenrande entstehenden Interferenzringen umrahmt.

Von allen Aberrationen des menschlichen Auges ist die sphärische oder die wegen des Öffnungsverhältnisses die numerisch beträchtlichste; nach Gullstrand in einer mittleren optischen Zone von 4 mm Durchmesser gleich 4 Dioptrien und positiv. Welchen genaueren Einfluss der Wechsel der Pupillenweite hiernach auf die Refraktion und Sehschärfe ausüben kann, müssen genauere Untersuchungen noch lehren.

Wollen wir nun in dem aus zwei menschlichen Augen, dem des Beobachteten und Beobachters, zusammengesetzten skiaskopischen System von endlicher Öffnung zwecks strengerer Betrachtung nur die nahe der Achse verlaufenden und unendlich dünnen Partialkegel berücksichtigen, so können wir dies nur unter der Nichtbeachtung der für die Skiaskopie, wie aus dem Vorangegangenen ersichtlich und später noch genauer erörtert wird, geradezu ausschlaggebenden Tatsache, dass alles Licht im System von einem in der Mitte (an der Stelle des zentralen Sehlochs) nicht reflektierenden Spiegel herstammt.

Diese eigenartige Beleuchtung hat zur Folge, dass, entsprechend der Annäherung des lichtspendenden Augenspiegels an den gesuchten Fernpunkt des beobachteten Auges, alles Licht aus der Zentralzone, also auch aus dem fadenförmigen paraxialen Raume, nach der peripheren Randzone des Systems hin verschwindet und dass somit die, der Augenspiegeldrehung konforme, achsensenkrechte Lichtbewegung mehr und mehr in eine achsenkonzentrische um einen dunklen Raum, vom endlichen Durchmesser des Augenspiegellochs (1 bis 2 mm), herum übergeht.

Wollten wir nun den Radius des Augenspiegellochs ebenfalls unendlich klein annehmen, so würde die gradlinige Fortpflanzung der Lichtstrahlen wegen totaler Beugung aufhören und die Voraussetzungen der geometrischen Optik sich nicht mehr im Einklang mit der Wellenlehre befinden.

Zudem ist der, einem gewissen Grade der Augenspiegeldrehung ent-

sprechende, windschiefe Lichteinfall, mit einigen hier besprochenen Ausnahmen, die wesentlichste Entstehungsursache der skiaskopischen Phänomene, wie diese demnach auch vorzugsweise in der Randzone am Umfange der beobachteten Pupille zuerst in Erscheinung treten. Die mathematische Kontrolle der diese abbildenden Randstrahlen bezw. der Lichtbüschel von der gedachten endlichen Öffnung unterliegt, nicht nur am menschlichen Auge, grossen Schwierigkeiten.

In der Wirklichkeit findet, wie die oberflächlichste Beobachtung belehrt, auch durch mit Aberrationen behaftete, brechende Systeme von beträchtlicher endlicher Öffnung, wie z. B. das menschliche Auge, eine physische, hinreichend scharfe Abbildung statt. Numerisch sind diese Abweichungen von relativ kleiner Grösse, kommen also beim gewöhnlichen Sehen — wie z. B. bei der Skiaskopie, bei welcher nur vom Beobachter das virtuelle Hornhautbild der beobachteten Pupille und wechselseitig vom Beobachteten das Augenspiegelloch wie irgend ein anderer Gegenstand der Aussenwelt gesehen wird — und bei Verwendung schwacher, 4- bis 14facher Vergrösserungen, wie z. B. bei der ophthalmoskopischen Betrachtung des Augengrundbildes, nicht ohne weiteres in Betracht. Anders, wenn Gegenstände durch optische Instrumente in stärkster Vergrösserung abgebildet und vom Auge betrachtet werden sollen, um sie in ihre feineren Details zu zerlegen.

Nach allem können wir also den Begriff der optischen Abbildung durch Lichtbüschel endlicher Öffnung festhalten, indem wir an Stelle eines Lichtpunktes ein Bildfleckchen setzen. Dies ist bei der Betrachtung rein geometrischer Beziehungen allgemein üblich und hier um so mehr erlaubt, als, wie wir sahen, das menschliche Auge, infolge der anatomischen und physiologischen Beschaffenheit seiner Netzhaut, Bildflecke und Bildpunkte innerhalb gewisser Grenzen nicht von einander zu unterscheiden vermag; ferner endlich, weil es sich hier in erster Linie um die anguläre Abbildung durch die feine zentrale Öffnung des Augenspiegels handelt, während die Modifikation derselben durch Brechung erst sekundär in Frage kommt; was wir unten (§ 16) noch genauer betrachten müssen.

Die oberflächlichste Beobachtung lehrt, dass dem menschlichen Auge, trotz jener im strengen Sinne höchst ungenauen Abbildung, sowohl Gegenstände der Aussenwelt (beim gewöhnlichen Sehen) als auch Bilder des Augengrundes (bei der ophthalmoskopischen Betrachtung) hinreichend scharf erscheinen. Man kann dies dadurch erklären, dass die Intensität des zerstreuten Lichts so schwach ist, dass es infolge des Kontrasts nicht wahrgenommen werden kann.

Ebenso erscheinen dem Beobachter die skiaskopischen Phänomene, wenigstens bei der gewöhnlichen Versuchsanordnung, in bei weitem der Regel aller Fälle in der, unter Annahme punktweiser Abbildung, oben geschilderten Art und bewahren ihr Aussehen — abgesehen von den besprochenen Schönheitsfehlern der kissen- und tonnenförmigen Verzerrung — vollkommen unabhängig von der Pupillenweite, sei dieselbe eng oder maximal weit, unabhängig von der Art und Grösse der speziellen Ametropie des beobachteten Auges oder vom Lebensalter.

In selteneren Fällen ist dies aber doch der Fall, indem in der beobachteten Pupille eine scheibenförmige zentrale Zone mit mitläufigen Phänomenen, umrahmt von einer ringförmigen Randzone mit gegenläufigen Phänomenen, deutlich wird.

Von dem Zustandekommen dieser Erscheinung und einiger Besonderheiten derselben wollen wir uns auf Grund des Vorausgeschickten im folgenden eine Vorstellung zu machen suchen.

VII, Fig. 1. Tafel VII, Fig. 1, stelle, grob schematisch, einen vertikalen Hauptschnitt vor, und wir wollen wiederum, wie früher, von links nach rechts den Einfall des Lichtes in das beobachtete, in Akkommodationsruhe befindliche, Auge und die Rückkehr aus letzterem verfolgen. L sei wieder der Querschnitt der virtuellen, hinter dem Planspiegel S gelegenen Lichtquelle; während deren Längsrichtung senkrecht zur Papierebene der Zeichnung zu denken sei.

Gehen wir zunächst von der in der Pupille P sich darbietenden Erscheinung eines zentralen, kissenförmig verzerrten, Lichtbändchens im

Rahmen einer ringförmigen leuchtenden Randzone aus, so werde von dem die Randzone rr passierenden, dem Mantel des einfallenden Gesamtlichtkegels benachbarten, Teile aller Lichtstrahlen, also einem Hohlkegel, ein gesondertes Bild von L und S im Glaskörper des beobachteten Auges L'r bezw. S'r, von dem die zentrale Zone c passierenden Teile des einfallenden Lichtkegels ebenfalls ein gesondertes Bild von L und S hinter dem beobachteten Auge in L'c bezw. S'c entworfen. Bei der Konstruktion haben wir wieder nur darauf zu achten, dass alle, von L durch den Rand des zentralen Augenspiegellochs S nach dem Pupillenrande bezw. der äusseren Grenze der Zentralzone gehenden Strahlen im Auge ihre analogen, durch L'r bezw. L'c nach den Lochbildern S'r und S'c zielenden, Strahlen haben. Um die Figur nicht zu verwirren, sind nicht alle Lichtstrahlen ausgezogen. Demnach entsprächen den beiden Zonen auch zwei getrennte Beleuchtungsfelder in der Netzhaut des beobachteten Auges Br und Bc. Hierbei ist nach Gullstrand eine positive Totalaberration angenommen; genau genommen zeigt nach Gullstrand die äusserste Peripherie des menschlichen Auges hierbei negative Aberration. Die Blendenbilder S'r und S'c seien ferner soweit vor bezw. hinter der Netzhaut gelegen, dass ihre Zerstreuungsbilder in letzterer, die den beiden Zonen entsprechenden Gesichtsfelder, dem Zerstreuungskreise ihres Mittelpunktes gleichkommen (vgl. die punktierten Linien).

Übertragen wir diese Verhältnisse nach rechts in ein zweites Augenschema, so wird ohne weiteres ersichtlich, dass bei der Rückkehr des Lichts die Beleuchtungsverteilung in der beobachteten Pupille in der Randzone sich nach dem ihr zugehörigen Blendenbilde S'r, in der Zentralzone nach dem zu ihr gehörenden Blendenbilde S'c richten wird. Ersteres bewirkt, dass von den Randteilen des Beleuchtungsfeldes Br nur schmale Partialbüschel nach der Randzone, letzteres, dass vom Zentrum des Beleuchtungsfeldes nur ein schmales Partialbüschel zur Zentralzone der Pupille gelangen kann.

Denken wir uns jetzt den in der Papierebene der Zeichnung gelegenen

Querschnitt des Beleuchtungsfeldes senkrecht zu letzterer in der Längsrichtung der Lichtquelle verschoben bezw. um die Achse rotiert, so resultiert in der Pupille P in der Randzone ein leuchtender Ring, in der Zentralzone ein horizontales Lichtband.

In Wirklichkeit müssen wir uns das brechende System des Auges in Scharen konzentrisch um die Achse gelegener Parallelkreise (den Breitengraden der Erdkugel entsprechend) eingeteilt denken, in welchen die sphärische Aberration vom Zentrum nach der Peripherie zu successive zunimmt. Wir haben uns demnach zwischen den beiden Bildern L'r bezw. S'r und L'c bezw. S'c noch unendlich viele analoge Bilder zu denken, welche ebenso vielen achsenkonzentrischen Parallelzonen angehören.

Wenn nun, infolge Annäherung des Augenspiegels S an das beobachtete Auge oder Änderung der optischen Einstellung des letzteren durch vorgelegte Konkavgläser, alle jene Blendenbilder S' hinter die Netzhaut wandern, so wird, wie aus früherem sowie durch einen Blick auf die Figur verständlich, der periphere leuchtende Ring mehr und mehr sich verschmälern und schliesslich verschwinden, während die zentrale Zone sich dementsprechend ausdehnt, bis schliesslich nur noch das Lichtband in der sonst dunkeln Pupille erscheint. Wegen der Lage der Bilder L' dicht an der Netzhaut wird die Beleuchtungsintensität jetzt auch am grössten sein.

Je mehr umgekehrt, infolge Entfernung des Augenspiegels S vom beobachteten Auge oder Änderung der optischen Einstellung des letzteren durch vorgelegte Konvexgläser, die Mehrzahl der Blendenbilder S' vor die Netzhaut rücken, um so mehr wird die ringförmig leuchtende Randzone sich auf Kosten der zentralen Zone verbreitern. Hierbei wird infolge Abrückens der Lichtbilder L' von der Netzhaut und Annäherung der dunkeln Lochbilder S' an letztere die Beleuchtungsintensität der Zentralzone immer geringer, während die Randzone stark erleuchtet ist und ihre scheinbare Helligkeit durch den Kontrast noch erhöht wird.

Für die zentrale Zone geht jetzt eben das Gesichtsfeld allmählich in das Zerstreuungsbild des dunkeln Augenspiegellochs über.

Aus diesem Grunde erscheint dem Beobachter sehr bald an Stelle der zentralen Zone in der beobachteten Pupille eine dunkle Scheibe, in welcher das geschilderte Lichtbändchen kaum noch erkennbar ist. Dieses Phänomen beweist, worauf wir hier vorgreifend hinweisen, dass es aus physikalischen und physiologischen Gründen unmöglich ist, mittels der Skiaskopie den vollen Betrag der sphärischen Aberration zu messen.

Was wir eben aus den Vorgängen im beobachteten Auge vorhergesagt haben, können wir auch in seiner Verwirklichung am Augenspiegel S und im Beobachterauge darstellen. Fig. 1a, Tafel VII, zeigt einen vor Taf. VII, Fig. dem Augenspiegel S gelegenen Randzonenfernpunkt Fr und einen, zufällig mit dem Knotenpunkt k koinzidierenden, Zentralzonenfernpunkt Fc, welche entsprechenden Zonen der Pupille PP zugehören. Denken wir uns die Partialbüschel der Randzone, welche nach ihrer Kreuzung in Fr schliesslich zum Rande des Pupillenbildchens P′P′ an der Beobachternetzhaut gelangen, um die Systemachse rotiert und das zentrale Partialbüschel in der Längsrichtung der Lichtquelle senkrecht zur Zeichnungsebene, mit dem Drehpunkt im Augenspiegelloch S, verschoben, so resultiert die Flächenansicht des Pupillenbildchens bei P′P′. Analog den besprochenen Vorgängen im beobachteten Auge wären, schematisch gesprochen, zwischen Fr und Fc noch unendlich viele gesonderte Fernpunkte entlang der Achse zu denken, welche die Spitzen von Hohlkegeln oder Kegelmänteln darstellen, deren Grundkreise mit eben so vielen achsenkonzentrischen Parallelkreisen in der scheinbaren Pupille des beobachteten Auges zusammenfallen. Diese Fernpunkte würden bei der skiaskopischen Untersuchung der Reihe nach durch das Loch des Augenspiegels S marschieren; wodurch das Wechselverhältnis in der Grösse der Rand- und Zentralzone ebenfalls veranschaulicht wird.

Dieses Marschieren der Fernpunkte durch die Augenspiegelebene erzeugt aber, wie aus allem Vorangegangenen ersichtlich und worauf wir gleich zurückkommen werden, durchgreifende Veränderungen des Be-

leuchtungsfeldes in der Netzhaut des beobachteten Auges, welche ihrerseits rückwirkend zur Folge haben, dass die Fernpunkte auf ihrem Vormarsche vor die Augenspiegelebene stetig ihre Funktion ändern, indem sie aus Trägern des Lichts allmählich zu Bildern des dunklen Augenspiegellochs verwandelt werden.

f. VII, Fig. 2. In Fig. 2 der Tafel VII ist nun, infolge der Drehung des Augenspiegels S in der Pfeilrichtung von oben nach unten, die virtuelle Lichtquelle L so weit nach oben über die Achse gewandert, dass von ihrem Fusspunkt ein letzter Strahl am oberen Augenspiegellochrande vorbei in die beobachtete Pupille und sein konjugierter Strahl im beobachteten Auge demnach durch die unteren Lochränder der Blendenbilder S'r und S'c verläuft. Wo dieser Strahl die Netzhaut unterhalb der Achse durchstösst, ist jetzt die obere Grenze des Beleuchtungsfeldes.

Es ist nach allem vorangegangenen leicht zu ersehen, dass die vom Beleuchtungsfelde B zur Pupille gelangenden Partialkegel wegen des Vorhandenseins des Blendenbildes S'r, in der Randzone nach oben gegenläufig, und, wegen des Vorhandenseins des Blendenbildes S'c, in der Zentralzone nach unten mitläufig wandern müssen, wie in P flächenhaft dargestellt.

.VII, Fig. 2a. Desgleichen ist aus Fig. 2a, Tafel VII, die Verwirklichung dieser Vorgänge am Augenspiegel ohne weiteres abzulesen.

Wie aus vorhergehendem erhellt, sind jene unendlich vielen Fernpunkte nur dann so zu sagen vollkommen erleuchtet, wenn sie fast sämtlich hinter dem (planen) Augenspiegel näher der virtuellen Lichtquelle liegen, weil dann die Bilder der Lichtquelle sich nahe und zwar im Zentrum der Netzhaut des beobachteten Auges summieren (vgl. auch Tafel V, § 11). Je mehr aber jene Fernpunktreihe nahe an oder vor den Augenspiegel rückt, um so schwächer wird das Netzhautzentrum des beobachteten Auges erleuchtet werden, da in dem immer schwächer werdenden Lichtschein mehr und mehr das Zerstreuungsbild des dunklen Augenspiegellochs durchbricht; während die Beleuchtung sich in einer umrahmenden parazentralen Zone summiert (vgl. Tafel III, § 8; Tafel IV, § 10).

Es ergibt sich daher, dass es aus physikalischen und physiologischen Ursachen unmöglich ist, mittels der Skiaskopie den vollen Betrag der sphärischen Aberration zu messen. Jackson fand mittels der Skiaskopie den Betrag zu 0,5 bis 1,0 Dioptr. Diese Abweichung von Gullstrands Messungen (4 Dioptr.) bestätigt unsere obige Darstellung und wird andererseits durch letztere erklärt: so dass die von Jackson gefundenen Werte nur den Betrag eines mittleren Teiles der Brennstrecke darstellen können. Die Fehlerquelle liegt in der stets gemachten Annahme einer konstanten Beleuchtung. Letztere wechselt aber mit der Änderung der Funktion des lichtspendenden Diaphragma und geht, bei Annäherung desselben an die Fernpunkte, im System gleichsam aus (§ 16).

Der Leser, welcher uns bis hierher gefolgt ist, wird ein Bild davon gewonnen haben, welche Fehlerquellen sich einer theoretischen Betrachtung der Skiaskopie auf Schritt und Tritt unter anderem dadurch öffnen, dass die Beleuchtung nicht, wie immer supponiert, konstant, sondern eng geknüpft an eine Blende im System und mit deren stetig wechselnder Lage und Funktion einschneidenden Veränderungen unterworfen ist; so dass jede einzelne Konstellation eine individualisierende Betrachtung erheischt.

§ 14.

Ist Krümmungsdifferenz im vertikalen und horizontalen Hauptschnitt vorhanden, so treten bei horizontaler rep. vertikaler Spiegelführung alle, im vorhergehenden geschilderten, Phänomene genau ebenso in der Richtung der einzelnen Hauptschnitte, nicht aber in den zwischen den letzteren orientierten Meridianen auf. In letzteren oder, wenn bei horizontaler oder vertikaler Spiegelführung die Achsen der Hauptschnitte stärkster und schwächster Krümmung schräg stehen, tritt, anstatt des geschilderten Schattenumschlages, mit der Erscheinung jener grauen Scheibe das höchst eigentümliche Phänomen der Schattendrehung auf. Es findet dann bekanntlich nicht an einer gewissen Stelle ein Schattenumschlag in die diametral

entgegenlaufende Richtung statt; sondern der Schatten wandert achsenkonzentrisch am Pupillenumfange entlang, so dass im Verlauf einer beträchtlichen mittleren Strecke der Achse seine anfängliche und Endrichtung in einem Winkel zu einander stehen.

Wie ich zeigen konnte, wird diese Erscheinung durch die astigmatische Verzerrung einesteils des Lochbildes S′ im beobachteten Auge, andererseits der aus letzterem austretenden Lichtkegel, unter Zugrundelegung des Sturmschen Theorems, angenähert erklärt.

Streng genommen gilt das Sturmsche Theorem nur für unendlich dünne, nahe der Achse verlaufende astigmatische Büschel. Schon Matthiessen (1883 Sitz.-Ber. d. math.-phys. Klasse d. K. B. Ak. d. Wiss., Bd. XIII, S. 35 bis 51) zeigte, dass die Sturmsche Theorie des Astigmatismus nicht allgemeine Gültigkeit besitzt, insofern die zweite oder auch die erste Brennlinie (bezw. eine elliptische, rechteckige oder rhomboidische Brennfläche) spitzwinklig zur Achse stehen oder mit letzterer koinzidieren kann. Gullstrand[1]) hat für das menschliche Auge die Rechnung bis zur vierten Stufe weitergeführt, so dass die vierten Potenzen des Einfalls- bezw. des Öffnungswinkels unberücksichtigt bleiben konnten, unter Annahme einer homogenen Linse. Gullstrand fand, dass das im menschliche Auge gebrochene astigmatische Bündel keine entfernte Ähnlichkeit mit dem Conoid von Sturm besitzt, sofern anstatt der graden gekrümmte Brennlinien existieren und ferner anstatt der beiden Symmetrie-Ebenen nur eine oder auch gar keine vorhanden zu sein braucht, so dass die in den beiden Hauptschnitten stärkster und schwächster Krümmung gebrochenen Lichtstrahlen sich bezw. die Achse nicht durchschneiden, sondern nur sich überkreuzend an einander vorbeilaufen; wie dies nach dem Sturmschen Theorem sonst nur für die in den Zwischenmeridianen orientierten Strahlen die Regel ist. Wir können uns das Zustandekommen und die Form eines solchen ebenen Strahlenfächers veranschaulichen, indem wir aus einem

---

[1]) l. c. vgl. ob. p. 77.

Papierblatt zwei mit ihrem gemeinsamen Scheitel zusammenhängende Dreiecke ausschneiden, deren Höhenachsen in gegenseitiger gradliniger Verlängerung liegen. Gibt man jetzt dem einen Dreieck eine halbe Drehung um die gemeinsame Achse, so werden je zwei schräg gegenüberliegende Ecken durch zwei einander überkreuzende annähernd grade Linien verbunden, welche in einer gedrehten, abwickelbaren Ebene liegen.

Ob wir von dieser Stufe des mathematischen Wissens eine Annäherung für die gewöhnlichen Pupillenweiten des menschlichen Auges machen, ist auf vorliegende Betrachtung ohne Einfluss. Hierfür genügt nämlich die allgemeine Kenntnis, dass das in der ersten Hauptkrümmung die Hornhautfläche durchschneidende ebene fächerförmige Strahlenbüschel eine im ganzen längere Überkreuzungsweite oder Schnittweite (Durchkreuzungsweite) hat als das in der zweiten Hauptkrümmung verlaufende ebene fächerförmige Strahlenbüschel; was wir als die Definition des Astigmatismus ohne weiteres zugestehen müssen. Dass ferner an einer bestimmten Stelle der Querschnitt des Büschels annäherungsweise einen Kreis, an den übrigen Stellen dagegen eine Ellipse, welche am Orte der Brennlinien (bezw. der dünnsten Querschnitte) in diese übergeht und dass die Längsrichtungen oder Exzentrizitäten der Ellipsen zu beiden Seiten des kreisförmigen Querschnittes den dort gelegenen Brennlinien (oder dünnsten Querschnitten) parallel sind. Dass demnach im allgemeinen Punkte der elliptischen Querschnittsumrisse, je nachdem letztere vor oder hinter den Brennlinien oder Brennkurven gelegen sind, angenähert korrespondierenden oder angenähert gegenüberliegenden Punkten der in der Pupille gelegenen Basis des Conoids entsprechen.

Da nun ausserdem die skiaskopischen Phänomene zuerst in der Randzone in Erscheinung treten und vorzugsweise dort beobachtet werden, so brauchen wir nur die beiden Randstrahlen je eines jener ebenen Strahlenfächer stärkster und schwächster Krümmung in Betracht ziehen. In diesem Falle würde auch bei weiter Öffnung eine homozentrische Vereinigung stattfinden, da, bei Lage des Objektpunktes in der Achse, beide Strahlen unter gleichem Winkel einfallen. In der Wirklichkeit ist nun die Blenden-

öffnung (Augenspiegelloch), welche für den Strahlengang bestimmend wird, sehr klein (1 bis 2 mm Durchmesser), so dass, zumal hinsichtlich der relativ weiten Entfernung vom beobachteten Auge (300 bis 500 mm) und gemäss der bei der Augenspiegeldrehung stattfindenden Dezentration (vgl. §§ 8, 10), ein begrenzter Teil des Augenspiegellochrandes als ein axiales Objekt angesehen werden kann. Ähnliches gilt für das im beobachteten Auge entworfene Bild des Augenspiegelloches S'. Für diesen Fall homozentrischer Vereinigung ist das Sturmsche Theorem bei endlicher Öffnung gültig.

Dasselbe wird oft so dargestellt, dass ein unendlich kleines rechtwinkliges Element der Wellenfläche in zwei aufeinander und zur Achse senkrechten Bögen stärkster und schwächster Krümmung von ebenen Strahlenfächern

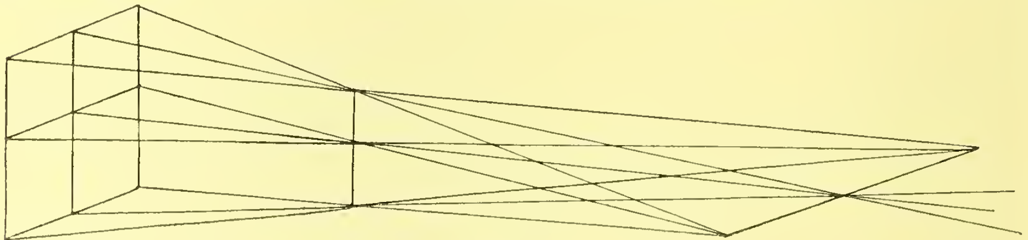


Fig. 7.

und ebenso von einer Anzahl zu beiden Hauptschnitten paralleler ebener Strahlenbüschel in parallelen Bögen durchschnitten wird. Alle dem ersten Hauptschnitt schwächster Krümmung parallelen ebenen Strahlenfächer durchdringen einander, infolge der im zweiten Hauptschnitte der stärksten Krümmung stattfindenden Brechung, in einer ersterem parallelen Brennlinie; wodurch gleichsam die hierzu senkrechten, unter sich parallelen ebenen Strahlenfächer der zweiten Art, mit den Spitzen in dieser (zweiten) Brennlinie, entstehen. Die Spitzen der Strahlenfächer erster Art liegen daher in einer zur vorderen zweiten Brennlinie und zur Achse senkrechten ersten oder hinteren Brennlinie, wie Fig. 7 darstellt.

Denkt man sich das Wellenflächenelement durch die den beiden Hauptschnitten parallelen Schnittlinien jener ebenen Strahlenfächer in ein

quadranguläres Liniennetz geteilt, so sind die dem (ersten) Hauptschnitt schwächster Krümmung parallelen Schnittlinien gleich den Projektionen der vorderen Brennlinie von sämtlichen Punkten der hinteren Brennlinie, die dem (zweiten) Hauptschnitt stärkster Krümmung parallelen Schnittlinien sind gleich den Projektionen der hinteren Brennlinie über sämtliche Punkte der vorderen Brennlinie. Wenn also die Netzhaut an irgend einem Punkte

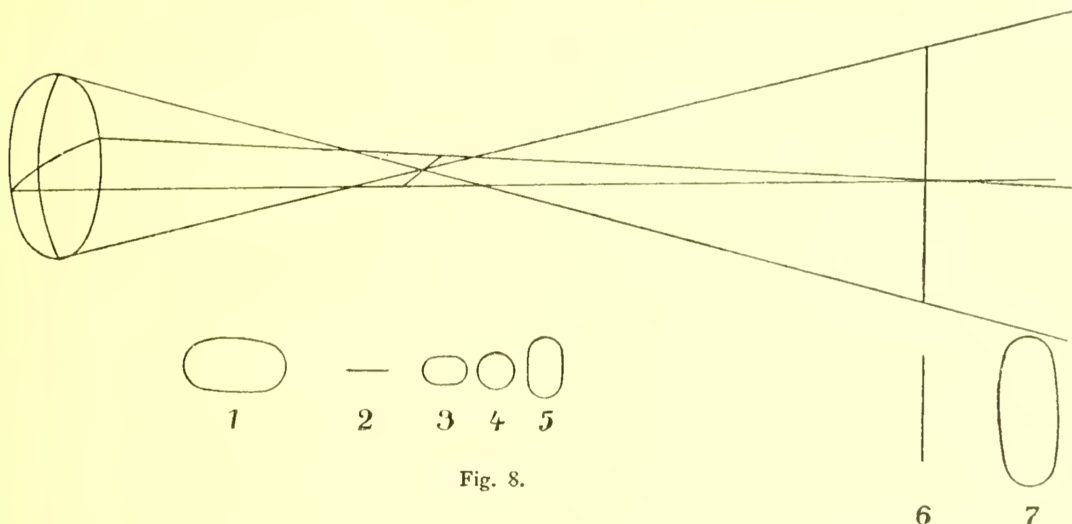


Fig. 8.

der interfokalen Strecke liegt, so durchdringen die Projektionen ersterer Art einander vor, die der zweiten Art hinter der Netzhaut (vgl. § 15).

Zur Veranschaulichung der Strahlenbegegnung in den Zwischenmeridianen eignen sich die vier durch die vier Ecken des Flächenelements gehenden Strahlen, von denen je zwei paarweise schräg gegenüberliegende Strahlen sich so überkreuzen, dass sie an den beiden Endpunkten der kleinen vorderen (zweiten) Brennlinie vorbeigehen. Die Form eines, beide Linien verbindenden, ebenen Strahlenbüschels können wir uns dadurch veranschaulichen, dass wir aus einer Papierebene zwei mit der Spitze zusammenhängende gleichschenklige Dreiecke ausschneiden und das eine Dreieck eine halbe Torsion um die gemeinsame Achse ausführen lassen; die Konstruktion desselben ist nur in Gedanken möglich.

Aus diesem Grunde und da diese Abweichungen nur von kleiner

Grösse sind, können wir in vorliegender Betrachtung gelegentlich die Ungenauigkeit begehen, auch die in den Zwischenmeridianen verlaufenden Strahlen einander und die Achse durchkreuzen zu lassen.

Das Conoid wird aber, wie Fig. 8 zeigt, auch konstituiert durch vier in den beiden Hauptabschnitten verlaufende Strahlen, von denen je zwei durch je einen Punkt einer Brennlinie gehen; wobei jede Brennlinie auch als die Zerstreuungslinie oder der dünne Zerstreuungsquerschnitt eines Hauptschnitts am Konvergenzorte des anderen angesehen werden kann. Jeder so umgrenzte Strahlenfächer ist mit Aberration behaftet wegen der endlichen Einfallswinkel. Wir können aber auch hier, ähnlich wie früher, den Begriff des optischen Bildes in jedem Hauptschnitt festhalten, indem wir an Stelle der punktförmigen Vereinigung eine kleine senkrecht zur Brennlinie gerichtete Bild- oder Brennlinie setzen.

Dass in jedem Hauptschnitt für sich eine hinreichend scharfe physische Abbildung vorkommt, kann man mit Hülfe einer sphärozylindrischen, für sich betrachteten oder vor das eigene Auge gehaltenen, Kombination und eines nacheinander in beide Hauptrichtungen gestellten stenopäischen Spalts leicht veranschaulichen.

Nach diesen Beschränkungen werden wir für die Zwecke unserer vorliegenden Betrachtung das Sturmsche Conoid beibehalten dürfen.

Die Erfahrung bestätigt, wie ich zeigen konnte, dass auf Grund desselben die eigentümlichen Phänomene der Schattendrehung näherungsweise erklärt werden und diese Theorie zu neuen intrumentellen Massnahmen der Untersuchungsanordnung (elektrisches Skiaskopophthalmometer) führt, durch welche jenes, jede genauere Messung verhindernde, Phänomen beseitigt und die Messung des Astigmatismus auf $^1/_4$ Dioptr. und auf 1^0 der Achsenstellung genau verwirklicht wird; eine Genauigkeit, welche von dem exaktesten bisher bekannten Instrumente, dem Ophthalmometer von Javal, bekanntlich nicht entfernt erreicht wird[1]).

---

[1]) Vgl. E. Emmert, Bericht des internationalen ophthalmologischen Kongresses in Luzern. 1904. p. B, 77.

Wenn, wie ich in früheren Arbeiten zeigte, es feststeht, dass die Schattendrehungen von den Veränderungen der Querschnitte des Conoids herrühren, so lehrt ein Blick auf Fig. 8, dass die charakteristische Strecke der Schattendrehung am Orte des Brennkreises und seiner nächsten Umgebung gelegen sein muss, weil dort die Exzentrizität der elliptischen Querschnitte sich ins Gegenteil verkehrt, während dieselben an allen anderen Stellen ihren Charakter beibehalten und nur in der Grösse variieren. Der Brennkreis ist daher der Wendepunkt der Schattendrehung, welche sich dortselbst auch in einem viel schnelleren Tempo vollzieht als im ganzen übrigen Verlauf des Conoids.

Wir können uns dies durch einen einfachen Versuch veranschaulichen. Wir stellen uns mit Hülfe eines emmetropisch eingestellten Kunstauges und einer sphäro-zylindrischen Kombination von konvexsphär. 3 Dioptr. ⊂⊃ konvexzyl. 3 Dioptr. ein myopisch-astigmatisches System her. Es ist also die vordere, das ist die Brennweite des Hauptschnitts stärkster Krümmung φ_2 = 16,5 cm (6 Dioptr.), die hintere φ_1 = 33 cm (3 Dioptr.); f_2 sei die vordere, f_1 die hintere Brennlinie; die Abstände des Brennkreises von $f_2 = \pi_2$, von $f_1 = \pi_1$. Nach Mauthner (Vorles. über die opt. Fehler d. Auges S. 172) verhalten sich die Brennlinien wie die Brennweiten der beiden Hauptschnitte und die Abstände des Zentrums des Brennkreises von den beiden Brennlinien wie diese selbst. Also

$$\frac{\pi_2}{\pi_1} = \frac{f_2}{f_1} = \frac{\varphi_2}{\varphi_1} = \frac{16,5}{33} = \frac{1}{2};$$

der Abstand des Brennkreises von der vorderen Brennlinie π_2 = 5,5 cm, von der Kombination also = 22 cm (4,5 Dioptr.). Haben wir die Zylinderachse 45° gestellt, so muss an dieser Stelle die Schattenbewegung sich aus einer schrägen in die vertikale Richtung drehen. Führen wir die Untersuchung aus, indem wir uns etwa aus einer Entfernung von 50 cm nähern und den Spiegel in der Horizontalen von rechts nach links drehen, so sehen wir zunächst aus dem unteren linken Quadranten einen gegenläufigen Schatten schräg nach rechts oben wandern. Dies bleibt in einer

beträchtlichen Strecke so. Erst bei weiterer Annäherung auf etwa 33 cm, also an der Stelle der hinteren Brennlinie, macht der Schatten eine merkliche Drehung nach unten zu, während gleichzeitig eine schräg von oben rechts her mitläufige zentrale graue Scheibe erscheint. Die weitere Drehung erfolgt nun sehr rasch; in der berechneten Entfernung von 22 cm (4,5 Dioptr.), am Orte des Brennkreises, wandert der Schatten in der Vertikalen von unten, die mitläufige graue Scheibe von oben und kurz darauf bei 20 cm (5 Dioptr.), bereits vor der Stelle der vorderen Brennlinie, hat sich der Schatten in den rechten unteren Quadranten gedreht, nunmehr schräg von rechts unten her mitläufig.

Die charakteristische Drehung findet also in einem engeren Gebiet der interfokalen Strecke statt. Es ist jetzt unsere Aufgabe, ihr Zustandekommen zu untersuchen, indem wir, im Verfolg der schon in meiner Monographie (1902, S. 23 bis 32) dargelegten Standpunkte, wieder die Vorgänge im beobachteten Auge, sowie am Augenspiegel bezw. im Beobachterauge in Betracht ziehen.

§ 15.

Wir haben früher den Begriff der optischen Abbildung dadurch festgehalten, dass wir an Stelle jedes Bildpunktes einen kleinen Zerstreuunngskreis in Anschlag brachten. Im astigmatischen Auge werden wir analog dafür einen Querschnitt des abbildenden astigmatischen Strahlenbüschels setzen können. Offenbar findet durch die Hauptstrahlen aller Conoide eine Abbildung statt, da ja gemäss der Theorie jeder Strahl Lichtträger ist. Die Verzerrung, in welcher nun ausserdem ein astigmatisches Auge einen runden Gegenstand, z. B. das Augenspiegelloch, sieht, können wir uns dadurch zustandegekommen denken, dass um jeden Hauptstrahlenbildpunkt des normalen Bildes ein elliptischer Querschnitt des zugehörigen Conoids entsteht.

Da aber in den beiden Hauptschnitten stärkster und schwächster Krümmung die Kardinalpunkte des Auges verschiedene Lage haben, so

würde, genau genommen, das ideelle Hauptstrahlenbild bereits astigmatisch verzogen sein, was wir hier unbeachtet lassen.

In Tafel VIII, Fig. 1, sei G ein astigmatisches Bild des Augenspiegelloches S in der Netzhaut des beobachteten Auges und bestehe aus unendlich vielen, einer Stelle dicht hinter dem Brennkreise (siehe oben Fig. $8_{,5}$) entsprechenden, einander überlagernden Ellipsen; der Meridian 45° rechts zeige die stärkste Krümmung, und in der Richtung der ausgezogenen Längsachsen kreuzen sich demnach die Strahlen vor, in der Richtung der punktierten kurzen Achsen hinter der Netzhaut. B das Beleuchtungsfeld, P die, vor der Papierebene der Zeichnung gedachte, Pupille bezw. Iris. Dieselbe ist rund gezeichnet, ist aber in der Wirklichkeit bei der Durchleuchtung im Sinne des Astigmatismus leicht verzerrt, worauf hier nur hingewiesen sei. Taf. VIII, Fi

So lange das Beleuchtungsfeld B in der Mitte des astigmatischen Zerstreuungsbildes des dunklen Augenspiegellochs, Gesichtsfeldes, G steht, hat es, wie ein Blick auf die Figur lehrt, in der Mitte einen dunklen elliptischen Fleck; es erscheint demnach die zentrale graue Scheibe in der Pupille des beobachteten Auges P. Bei der Wanderung nach links wird das Beleuchtungsfeld (vergl. § 8, Tafel III) von der dunklen Ellipse durchschnitten, so dass die Lichtwanderung im Gesichtsfelde in elliptischer Bahn um die Systemachse herum stattfindet.

Wird noch eine letzte volle Ellipse Z nebst unendlich vielen benachbarten Partialellipsen vom Beleuchtungsfelde B bedeckt, so muss, wie aus früherem verständlich, die Lichtverteilung in der Pupille P derart verändert sein, dass die mitläufige zentrale graue Scheibe dem Beobachter schräg von rechts oben nach links unten gewandert erscheint, da in der Netzhaut die benachbarten Partialellipsen vorwiegend mit ihrer unteren Exzentrizität in das Beleuchtungsfeld B hineinragen, von welcher aus ein schräg nach oben gelegener Randsaum der Pupille beleuchtet wird (vergl. § 8). Die Erscheinung ist in dem ersten der kleinen Kreise links veranschaulicht.

Es wandere das Beleuchtungsfeld B jetzt noch weiter nach links,

wie Fig. 1, Tafel VIII, aufweist, so dass ein Teil jener letzten, die Pupille P noch voll erleuchtenden Ellipse Z dunkel bleibt. Um den Teil des Pupillenrandes abzugrenzen, an welchem jetzt der Schatten auftreten muss, können wir von den Schnittpunkten der Ellipse Z mit dem Beleuchtungsfelde B gerade Linien nach dem Mittelpunkte der ersteren ziehen und dieselben bis zum gegenüberliegenden Pupillenrande verlängern (nicht ganz ausgezeichnet, um die Figur nicht zu verwirren).

Wir haben oben wiederholt dargestellt, dass diese Kreuzung nicht zutrifft, vielmehr die in den Zwischenmeridianen verlaufenden Strahlen weder die Achse noch einander durchkreuzen, sondern nur aneinander vorbeigehen; wir müssen aber dieses Zugeständnis machen, um eine zeichnerische Darstellung überhaupt zu ermöglichen, und nehmen die Berechtigung lediglich aus dem Umstande, dass die gemachte Konstruktion mit den beobachtbaren Phänomenen angenähert übereinstimmt. Genauer müssten wir an Stelle des Kreuzungspunktes eine kleine Bildlinie annehmen, an deren Endpunkten die Strahlen vorbeilaufen.

Wir sehen, dass der Schatten zwar von links unten, aber nur annähernd in der Richtung des Hauptschnitts 45° auftritt und in der Wirklichkeit sich über die schräg gewanderte graue Scheibe hinüberschiebt, wie der zweite kleine Kreis links darstellt.

VIII, Fig. 1a. Fig. 1a, Tafel VIII, zeigt die Verhältnisse am Augenspiegelloch S. B′ der Querschnitt des astigmatischen, aus dem beobachteten Auge austretenden Beleuchtungskegels, dessen Grenzen ausgezogen, soweit sie im Augenspiegelloch S sichtbar; punktiert bezw. schraffiert, soweit derselbe durch das undurchsichtige Augenspiegeldiaphragma abgeblendet zu denken ist. P′ ist das vor der Zeichnungsebene in unserer Netzhaut gedachte Bild der beobachteten Pupille P.

Die Lichtbewegung hat, entsprechend der Lichtbewegung im beobachteten Auge nach links, in der Luft nach rechts und zwar, wie wiederholt geschildert, achsenkonzentrisch am Spiegellochumfange entlang stattgefunden, bis noch ein letztes volles Lichtconoid am Lochrande vor-

bei zum Pupillenbildchen P′ in unserer Netzhaut gelangt. Das Lichtconoid ist, wie Fig. 1a, Tafel VIII, zeigt, in der Folge achsensenkrecht in der Horizontalen weitergewandert, wobei es aber mit seiner Exzentrizität an den oberen rechten Quadranten des Spiegellochumfanges gestossen und dort teilweise abgeblendet worden ist (schraffiert). Da die in der abgeblendeten Exzentrizität verlaufenden Strahlen sich bereits vor dem Augenspiegeldiaphragma (hinter der Papierebene der Zeichnung) gekreuzt haben, so müssen wir die von den beiden Schnittpunkten der Ellipse mit dem Spiegellochrande S nach dem Mittelpunkte der Ellipse gezogenen Graden rückwärts bis zum korrespondierenden Rande von P′ verlängern (nicht ganz ausgezogen, um die Figur nicht zu verwirren). Demnach wird das Pupillenbildchen P′ in unserer Netzhaut sich von oben rechts her in konjugierter Weise verdunkeln.

Dass eine derartige Strahlendurchkreuzung in Zwischenmeridianen streng genommen nicht stattfindet, sondern die Strahlen sich und die Achse nur überkreuzen, haben wir schon besprochen.

Bei der Konstruktion ist ferner aus Gründen der Darstellung darauf geachtet, dass die Zentren der Conoidquerschnitte mit den Mittelpunkten der Pupillen P bezw. P′ zusammenfallen. Das Spiegelloch S bezw. sein Zerstreuungsbild G im beobachteten Auge bekommen dadurch, ebenso wie die Beleuchtungsquerschnitte B und B′, eine exzentrische Lage, was auch, gemäss den Spiegeldrehungen, der Wirklichkeit entspricht.

In Fig. 2, Tafel VIII, ist das beobachtete Auge, infolge Annäherung des Augenspiegels oder Vorsetzen entsprechender Konkavgläser, auf den Brennkreis eingestellt. Das zugunsten der Ähnlichkeit verwaschene Bild G des Spiegellochs S besteht deshalb aus unendlich vielen einander überlagernden Brennkreisen, deren Hauptrichtungen schwächster Brechung, mit Kreuzung hinter der Netzhaut, punktiert, deren andere Hauptrichtungen, mit Kreuzung der Strahlen vor der Netzhaut, ausgezogen sind. Taf. VIII, Fig

Verlängert man demgemäss die beiden in Z zusammenstossenden, nicht mehr von Licht getroffenen, Achsen, die punktierte bis zum

korrespondierenden, die ausgezogene bis zum gegenüberliegenden Pupillenrande (die Hinweislinien sind nicht ganz ausgezogen), so wird, wie man sieht, der Schatten von unten her auftreten.

Da aber von den benachbarten Partialbrennkreisen im oberen Teile vorzugsweise die punktierten, den linken oberen Pupillenquadranten erleuchtenden, im unteren Teile vorzugsweise die ausgezogenen, den rechten oberen Quadranten beleuchtenden Halb- bezw. Partialachsen in das Beleuchtungsfeld B eintauchen, so wird die Pupille ausserdem im ganzen nach dem oberen Rande zu heller erleuchtet werden (vgl. §§ 8, 10). Daher erscheint dem Beobachter, kurz vor und fast gleichzeitig mit dem Erscheinen des Schattens, die zentrale graue Scheibe senkrecht von oben nach unten zu wandern; wie es in dem kleinen Kreise links abgebildet ist.

In meiner älteren Monographie (1902) habe ich, zwecks ursächlichen Nachweises des Herübergreifens, den Schatten in zwei Hälften zerlegt, worauf es uns hier nicht ankommt.

af. VIII, Fig. 2a. Fig. 2a, Tafel VIII, zeigt dann wieder den Querschnitt jenes letzten, am Lochrande S passierenden, Conoids des Beleuchtungskegels, dessen grösster (punktierter) Teil B′ bereits durch das Augenspiegeldiaphragma abgeblendet ist; die Bewegung des Spiegellochs S gegen die Beleuchtung B′ ist aus den Pfeilen ablesbar. Jener letzte Brennkreis ist bereits ebenfalls in einer kleinen schraffierten Sichel vom Spiegeldiaphragma durchschnitten worden, demnach muss, nach bekannter Konstruktion, das Pupillenbildchen P′ an unserer Netzhaut sich in konjugierter Weise von oben her verdunkeln.

af. VIII, Fig. 3. In Fig. 3, Tafel VIII, endlich besteht das astigmatische Zerstreuungsbild G des Augenspiegellochs S aus elliptischen Querschnitten, welche einer Gegend dicht vor dem Brennkreis (vgl. oben Fig. $8_{,3}$) entstammen, in welchen die Exzentrizität in der (punktierten) Hauptrichtung der schwächsten Brechung, mit Kreuzung der Lichtstrahlen hinter der Netzhaut, dominiert. Verbindet man daher die Schnittpunkte jener (im Sinne der Lichtbewegung) letzten, die Pupille P voll erleuchtenden Ellipse und der Beleuchtungsgrenze B mit dem Zentrum der Ellipse Z durch gerade Linien

und verlängert dieselben rückwärts zum korrespondierenden Pupillenrande P, so wird ersichtlich, dass:

der Schatten nunmehr mitläufig von rechts unten her auftreten wird.

Nach allem vorangegangenen lässt sich die Verwirklichung dieser Vorgänge in konjugierter Weise am Augenspiegelloch S bezw. dem Bilde der beobachteten Pupille P′ an unserer Netzhaut aus Fig. 3a, Tafel VIII, ohne weiteres ablesen. Taf.VIII, Fig.

Wir können diese Beziehungen des, die Netzhaut des beobachteten Auges durchstossenden, Conoidquerschnitts zu den einzelnen Quadranten

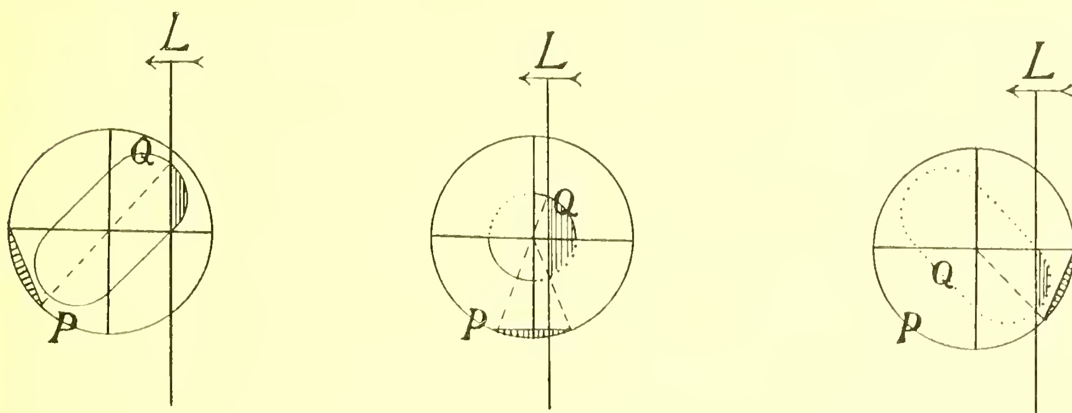


Fig. 9.

der beobachteten Pupille nunmehr in folgender grob-schematischer Vereinfachung veranschaulichen.

Sei, in Fig. 9, Q der Querschnitt jenes, im Sinne der Lichtbewegung, letzten, die Pupille voll erleuchtenden, Conoids mit schrägen Hauptschnitten in der Netzhaut, L die Grenze des nach links wandernden Beleuchtungsfeldes, P die in ihre vier Quadranten geteilte Pupille. Der schraffierte Teil der Querschnitte Q sei unbeleuchtet; so können wir den ihm korrespondierenden Quadranten oder Teil des Pupillenrandes dadurch konstruieren, dass wir die Schnittpunkte der L-Grenze mit dem Umfange Q mit der Achse des Conoids, also mit dem Zentrum der Figur verbinden und, je nachdem der Querschnitt oder Teile desselben ihre Kreuzungsstelle

vor (ausgezogen) oder hinter (punktiert) der Netzhaut haben, diese Verbindungslinien zum gegenüberliegenden oder korrespondierenden Pupillenrande verlängern; sie begrenzen annähernd die Teilstrecke (schraffiert), wo der Schatten in der Pupille erscheint, wie aus der Figur ohne weiteres abzulesen ist.

Wir haben schon wiederholt betont, dass in den Zwischenmeridianen eine solche Durchkreuzung der Lichtstrahlen mit der Achse und untereinander, streng genommen, nicht statthat, sondern die Strahlen nur aneinander vorbeigehen.

Es ergibt sich, dass die Schattengrenze einer Hauptrichtung um so näher kommen wird, je näher der Beobachter der interfokalen Strecke bezw. dem Brennkreise sich befindet. Dies wird aber bei einer mittleren Entfernung von 30 bis 50 cm vom beobachteten Auge schon bei Astigmatismusgraden von 1 Dioptr. aufwärts von selbst der Fall sein.

Hierauf kommt es aber gar nicht an, wenn wir uns durch eine geeignete instrumentelle Anordnung unsere Lichtquelle nebst der ihr parallelen Drehachse des Augenspiegels drehbar gestalten. Wir brauchen dann nur die Lichtquelle nebst Spiegelachse so herumzudrehen, dass sie der schrägen Schattengrenze parallel, also ihre Längsrichtung in einem Hauptschnitt und senkrecht zum anderen steht; und durch weitere Massnahmen dafür sorgen, dass nun die Lichtbewegung möglichst genau in der Richtung dieses letzteren Hauptschnitts (senkrecht zur Längsrichtung der Lichtquelle) vor sich geht; dies ist an meinem elektrischen Skiaskop-ophthalmometer dadurch verwirklicht worden, dass der Spiegel um die einmal eingestellte Drehachse durch Fingerdruck auf einen Hebel bewegt wird. Eine Feder an der Rückseite des Spiegels bringt letzteren bei Nachlassen des Fingerdrucks wieder in die ursprüngliche Lage zurück (vgl. Ber. d. Ophthal. Ges. zu Heidelberg, 1900, S. 180, und meine Monographie, 1902, S. 53).[1]

---

[1]) Verfertiger Dörffel & Färber, Berlin.

Für die Genauigkeit dieser erforderlichen Versuchseinrichtung haben wir zwei leicht zu beurteilende Merkmale: erstens, dass die Schattengrenze der Längsrichtung des auf dem Gesichte des Beobachteten entworfenen bandförmigen Lichtscheins (Querschnitt des vom Spiegel reflektierten Gesamtbeleuchtungskegels) parallel steht, sowie es eben sonst bei vertikal bezw. horizontal gerichteten Hauptschnitten der Fall ist, und zweitens, dass die Schattengrenze hierbei gleichzeitig äusserst scharflinig wird. Es erklärt sich dies aus der Theorie des Schattens, weil jetzt die Schmalseite der Lichtquelle in die Richtung der Lichtbewegung kommt und dadurch Halbschatten fast vermieden werden. Die Anforderungen, welche diese Beobachtungen an das Augenmass stellen, sind für jeden Beobachter ohne weiteres erfüllbar.

Hieraus erklärt es sich wohl auch, dass geringe Fehler in der Haltung meines, in der Hand geführten, Instrumentes keinen nachweisbaren Einfluss auf die Genauigkeit des Untersuchungsresultats ausüben. Vielmehr gelingt es durchweg, die Achsenstellung (an einem mit dem drehbaren Spiegelapparat passend verbundenen Gradbogen) auf 1° und natürlich auch den Grad des Astigmatismus auf $^1/_4$ Dioptrie genau zu bestimmen; eine Genauigkeit, welche bisher nicht bekannt war. Es ist dies aber wohl so zu verstehen, dass Fehler von 1° durch die subjektive Refraktionsbestimmung nur selten nachweisbar werden. Die Beobachtung wird unterstützt durch die Herstellung eines möglichst scharf begrenzten bandförmigen Lichtscheins; was durch Erzeugung eines virtuellen Bildes der linearen Lichtquelle mittelst eines davor gesetzten Linsendoublets erreicht wird (vgl. l. c.).

Um eine derartige Genauigkeit zu erreichen, muss, worauf wir nochmals hinweisen (vgl. §§ 3, 6; Fig. 3), die lineare Lichtquelle mit der Beleuchtungslinse, dem Spiegelloch und dem Gradbogen genau zentriert und die Beleuchtungslinse bis auf eine lichte Öffnung von ca. 5 mm Durchmesser abgeblendet werden. Der Glühfaden muss gerade gezogen und die Glasbirne schlierenfrei sein; denn es kommt alles auf die möglichst

genaue Abbildung des Glühfadens in der Netzhaut des untersuchten Auges an. Die Erfüllung dieser unumgänglichen technischen Forderungen ist seit Jahren sichergestellt.

Der Lichtschein muss Bandform mit parallelen Rändern haben. Zeigt derselbe divergierende Ränder, so beruht dies auf astigmatischer Verzerrung infolge ungenauer Zentrierung, und zwar weist die Schmalseite des Lichtscheins nach derjenigen Seite, nach welcher die Glühlampe verschoben werden muss. Dieser technische Fehler ist also leicht vermeidbar.

Als etwas Wesentliches muss hier ferner erwähnt werden, dass ein solches Instrument etwas schwer gearbeitet sein und jedenfalls seinen Schwerpunkt in seinem Handgriff haben muss. Ein schweres Instrument kann man leicht zwischen Daumenballen, drittem und zweitem Finger pendeln lassen, so steht es gleichsam von selbst in der Hand des Beobachters senkrecht.

Mitunter muss man, behufs Untersuchung zweier Hauptschnitte, zwei verschiedene Glaslinsen vor das untersuchte Auge legen. Es sieht sehr elegant aus, wenn jemand ein Brillenglas oder eine Gläserscheibe mit zwei Fingern in einer unbestimmten Entfernung vor das Auge des Beobachteten hält. Es ist aber notwendig, die beiden Gläser nacheinander möglichst an derselben Stelle anzubringen. Aus diesem Grunde ist es zweckmässig, die Gläserscheibe so zu montieren, dass der Beobachtete durch das unterste Glas hindurchsieht und die (durch eine dünne Platte gegen die Haut geschützte) Scheibe sich mit ihrem oberen Teil leicht an den oberen Orbitalrand des Untersuchten anlehnt. Je nach der Prominenz des untersuchten Auges kann dann der untere Teil der Gläserscheibe, welche den Handgriff trägt, an den unteren Orbitalrand oder an den zwischen diesen und die Gläserscheibe gelegten dritten Finger der haltenden Hand des Beobachters leicht angedrückt werden; was sich mit aller Leichtigkeit und ohne den Beobachteten zu behelligen, bewerkstelligen und mit dem Auge kontrollieren lässt.

Bedeutet $\frac{1}{F'-d} = \frac{1}{F-d} - \frac{1}{f}$ die Gläserametropie, wo F der natür-

liche Fernpunktabstand, f die Brennweite des vorgesetzten Glases, F′ das durch dieses entworfene Bild von F und d der Abstand des Glases von der ersten Hauptebene; so wird ersichtlich, dass, wenn F bezw. f im Vergleich zu d klein, also eine hohe Ametropie durch ein starkes Glas partiell korrigiert wird, Variationen des Abstandes d die rechte Seite des Ausdrucks erheblich verändern; dass dies aber bei schwächeren Ametropien, wo F bezw. f im Vergleich zu d sehr gross sind, weniger in Betracht kommt. Wird zum Beispiel eine Myopie von 15,4 D $\left(\frac{1}{F} = \frac{1}{65 \text{ mm}}\right)$, vom ersten Hauptpunkte an gerechnet, durch das Konkavglas — 16 D, dessen optischer Mittelpunkt mit dem vorderen Brennpunkt (im reduzierten Auge $\varphi_1 = 15$ mm vor dem Hornhautscheitel) zusammenfalle $\left(\frac{1}{F-d} = \frac{1}{50} = 20 \text{ D}\right)$, partiell korrigiert, so finde ich z. B. nach der Rechnung — 16 — 4 = — 20 D als Korrektionsglas im vorderen Brennpunkte des untersuchten Auges. Halte ich das Glas — 16 D zwischen vorderem Brennpunkt und Hornhautscheitel, etwa 10 mm vor letzterem $\left(\frac{1}{F-d} = \frac{1}{55} = 18 \text{ D}\right)$, so finde ich — 16 — 2 D = — 18 D als Korrektionsglas. Halte ich das Glas — 16 D ca. 5 mm vor der Hornhaut $\left(\frac{1}{F-d} = \frac{1}{60} = 16{,}6 \text{ D}\right)$, so ergibt sich — 16 — 0,6 = — 16,6 D. So können bei hoher Ametropie, entsprechend einer Verschiebung des Glases um 5 mm, Beobachtungsfehler von 1,5—2 Dioptrien entstehen. Die Erfahrung hat gelehrt, dass bei Beachtung obiger praktischer Massnahmen diese Fehler in der Regel vermieden bezw. auf ein Mass zurückgeführt werden, dass sie beim gewöhnlichen Sehen nicht nachweisbar sind; auch bei hoher Myopie bezw. bei Aphakie! Schon bei Ametropien um 10 Dioptrien herum vermindert sich nach der Rechnung der Fehler, einer Verschiebung des Glases um 5 mm entsprechend, auf 0,5 Dioptrien; bei Ametropien um 7 Dioptrien

herum auf 0,25 Dioptrien u. s. f. Behält man, wie oben, durch einen Anhaltspunkt Fühlung mit dem Beobachteten, so werden unabsichtliche Variationen von d = 5 mm schon als hochgradig und kaum vorkommend erachtet werden können; andererseits sind die daraus entstehenden Fehler beim gewöhnlichen Sehen nicht so ohne weiteres nachweisbar. In der Mehrzahl der mittelgradigen Ametropien von 10 Dioptrien abwärts sind sie jedenfalls klein gegen die Fehler der Fokustiefe (vgl. § 2a). Letztere betrugen bisher bei der Abmessung derjenigen Stelle, »wo das mitläufige Phänomen verschwindet«, wenigstens 0,5 — 0,75 Dioptrien in allen Ametropiegraden. Diese Fehler werden, wie wir zeigen konnten, vermieden, wenn diejenige Stelle abgemessen wird, wo das gegenläufige Phänomen gerade wieder erscheint (peripherer Endpunkt der undeutlichen Strecke bezw. der Fokustiefe, physiologischer Fernpunkt; vgl. § 2a). Gleichwohl werden wir auch streng darauf achten, dass wir stets, wie oben, Fühlung mit dem Beobachteten behalten und so eine Kontrolle über den Abstand d des vorgelegten Glases vom untersuchten Auge ausüben; was meines Erachtens bisher nicht genügend betont wurde.

Nach allem können wir sagen, dass bei der Skiaskopie Fehler wegen eines um 5 mm variierenden Abstandes d des vorgehaltenen Glases vorkommen können, dass diese nur bei den höchsten Ametropiegraden (20 D) die Höhe von 1,5—2 Dioptrien erreichen, bei Ametropien um 10 D herum nur 0,5 D und bei Ametropien um 7 D herum nur noch 0,25 Dioptrien u. s. f. betragen, dass diese Fehler daher beim gewöhnlichen Sehen oft nicht nachgewiesen werden können, und dass sie nicht Schuld der Methode sind.

Hieraus kann man leicht ermessen, bis zu welcher Höhe dieselben Fehler bei der Refraktionsbestimmung im aufrechten Bilde anwachsen.

Die in der Methode gelegenen Fehler der Fokustiefe und der Schattendrehung haben wir eliminiert, und somit können wir dabei bleiben, dass wir von den Ergebnissen der labilen Skiaskopie die erwähnte genaue Übereinstimmung mit der Sehprüfung in der Regel aller Fälle erwarten müssen; was die Erfahrung bestätigt.

Es versteht sich ohne weiteres, dass, wenn der Beobachter sich nahe der Brennlinie eines Hauptschnitts befindet und diese Brennlinie mit der Vertikalen bezw. mit der Längsrichtung der Lichtquelle nur einen kleinen Winkel einschliesst, der Beobachter bei der gewöhnlichen horizontalen Spiegelführung keinen Schatten zu sehen bekommt, weil dann ganz ähnliche Verhältnisse vorliegen wie sonst, wenn der Spiegel am Fernpunkt steht (§§ 2, 9). In solchen Fällen wird man den Schatten durch Untersuchung des vertikalen Meridians sofort erkennen; denn:

Je grösser im allgemeinen der Winkel, den die Längsrichtung der Lichtquelle mit der Exzentrizität des Conoids einschliesst, um so deutlicher die Erscheinung und am schärfsten, wenn dieser Winkel ein rechter ist.

Oder man wird, wie nun ersichtlich, durch mässiges Vor- oder Rückwärtsbewegen stets eine Stelle finden, wo eine Richtung der Schattengrenze deutlich unterscheidbar ist.

Bezüglich der Rolle, welche die Form der Lichtquelle hierbei spielt, wollen wir nochmals auf das im § 2 Gesagte hinweisen.

Sei, in Fig. 10, Q ein beliebiger Querschnitt eines in der Achse, sei es im Glaskörper des untersuchten Auges oder, in reziproker Weise, in der Luft, verlaufenden Conoids von beliebiger Gestalt, mit den zueinander senkrechten, um 45° schräg gestellten Hauptschnitten der schwächsten und stärksten Krümmung I und II. Lassen wir das Conoid nur durch vier Randstrahlen konstituiert sein, so durchkreuzen je zwei auch bei endlicher Öffnung, da die Einfallswinkel gleich sind, einander und die Achse; seinem äusseren Gerüst nach hat das Conoid zwei Symmetrie-Ebenen und zwei Brennlinien. Aber auch wenn wir die Konstitution je eines ebenen Strahlenfächers in Betracht ziehen, fällt es für unsere Zwecke nicht ins Gewicht, ob jede Brennlinie in dem Hauptschnitt, in welchem sie liegt, gerade

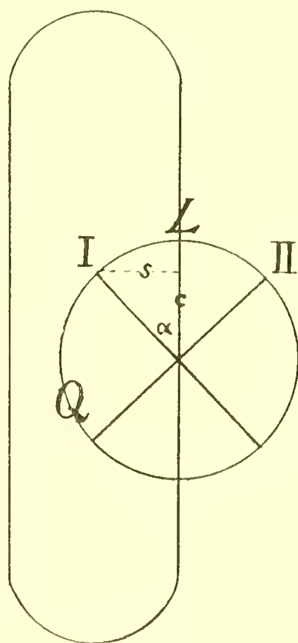


Fig. 10.

oder gekrümmt [erste Form, Gullstrand[1])] oder ob sie zur Achse senkrecht oder spitzwinklig (Matthiessen) ist; ebenso, ob nur eine Symmetrie-Ebene und eine Brennlinie (zweite Form, Gullstrand) oder keins von beiden (dritte Form, Gullstrand) vorhanden ist, d. h. in beiden Hauptschnitten die Strahlen nur sich überkreuzend aneinander vorbeigehen, ohne sich zu durchkreuzen. In diesem Falle der Aberrationen können wir den Begriff der astigmatischen Abbildung dadurch festhalten, dass wir an Stelle jeder Brennlinie einen dünnsten Zerstreuungsquerschnitt in Anschlag bringen. Von den beiden dünnsten Querschnitten brauchen wir nur zu wissen, dass ihre schräg gestellten Längsrichtungen oder Exzentrizitäten zueinander senkrecht stehen und von der Achse durchstossen werden. An Stelle je eines dünnsten Querschnitts können im beiderseitigen Verfolg bis zum Brennkreise nacheinander die ersterem parallelen Exzentrizitätsachsen I oder II sämtlicher anderen Querschnitte des Conoids treten, bezw. in die Papierebene der Zeichnung projiziert gedacht werden.

Alle diese Querschnitte kommen nacheinander in die Netzhautebene des untersuchten Auges, oder, in reziproker Weise, in die Augenspiegelebene in der Luft zu liegen. Es sei nun, gemäss unserer Spiegeldrehung, stets nur die linke Hälfte des Querschnitts erleuchtet, so dass also L, in Fig. 10, entweder die vertikale Grenze des Beleuchtungsfeldes in der Netzhaut des untersuchten Auges oder die einer Graden gleichkommende minimale Teilstrecke des Augenspiegellochrandes darstellt [über das Öffnungsverhältnis der Lichtkegel vgl. §§ 2a, 3, 6—12 (Taf. I—VI), 16].

Es liege nun zunächst die Brennlinie I oder ein ihr äquivalenter, dünnster Zerstreuungsquerschnitt oder eine ihr parallele Exzentrizitätsachse eines beliebigen, auf derselben Seite des Brennkreises gelegenen, Querschnitts in der Ebene von L; so liegt der Winkel α, Fig. 10, welchen die massgebende Brennlinie I mit der Lichtgrenze L einschliesst, links von letzterer. Bezeichnen wir die Funktionen des Winkels α mit s und c, so ist

[1]) l. c. vgl. ob. p. 77.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{s}{c}.$$

Wird α als positiv bezeichnet, so müssen wir die entgegengesetzte Richtung negativ nehmen. Kommt nun, infolge Änderung der optischen Einstellung des untersuchten Auges oder Annäherung des Beobachters, die Brennlinie II — für welche sämtliche Exzentrizitätsachsen der ihr synonymen Conoidquerschnitte gesetzt werden können, da es hier nicht auf deren Grösse, sondern nur auf deren Vorzeichen ankommt — an L zu liegen, so ist

$$\operatorname{tg} (-\alpha) = \frac{-s}{c};$$

der von beiden eingeschlossene Winkel liegt rechts von L.

Liegt, wie in Fig. 10, der Brennkreis an L, so gilt

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2s}{c};$$

d. h. es kommt ein nach beiden Seiten gleichmässig gerichtetes Phänomen zu stande.

Hierbei enthalten wir uns aller beschränkenden Annahmen hinsichtlich der im Conoid stattfindenden Kreuzungen und der hieraus folgenden Beurteilung, welcher Teil der, in der Pupille des untersuchten Auges oder in deren Bilde an der Beobachternetzhaut gelegenen, Basis des Conoids hell oder dunkel wird; es ist dies natürlich annähernd mit Hülfe der Fig. 7 für ein unendlich dünnes, nahe der Achse verlaufendes Conoid leicht zu finden. Wenn die II. Brennlinie vor der Papierebene der Zeichnung liegt, so brauchen wir uns nur alle derselben parallelen ebenen Strahlenfächer mit der Spitze in der Brennlinie I (m. a. W.: die Projektionen der II. Brennlinie von den beleuchteten Punkten der Brennlinie I aus) denken, welche sich in der Brennlinie II durchdringen und deren parallele Grundlinien demnach in der rechten unteren Hälfte der Conoidbasis orientiert sind; also gegenläufiger Schatten links oben. Liegt die II. Brennlinie in der Papierebene und die I. Brennlinie demnach hinter derselben, und denken wir uns die parallelen ebenen Strahlenfächer mit den Spitzen in der beleuchteten Hälfte der Brennlinie II mit den, zur Brennlinie I parallelen,

Grundlinien (d. h. die Projektionen der I. Brennlinie über die beleuchteten Punkte der Brennlinie II) in der Basis des Conoids, so folgt mitläufiger Schatten oben rechts. Es kommt uns indes hier nur darauf an, zu untersuchen, von welchen Grössen die Lichtdrehung allgemein abhängig ist und durch deren Elimination dieselbe verschwindet.

Ist $\alpha = 0$, so $\operatorname{tg} \alpha = 0$, oder wird $\alpha = 90^0$, so $\operatorname{tg} \alpha = \pm \infty$, d. h. wird L in die Richtung eines der beiden Hauptschnitte I oder II gedreht, so findet keine Drehung der Licht- oder Schattengrenze statt; die Lichtgrenze fällt mit einem Hauptschnitt zusammen, bezw. steht auf dem anderen senkrecht.

§ 16.

Wir haben im vorhergehenden die beobachtbaren Erscheinungen und deren spezielles Zustandekommen in allen charakteristischen Phasen der Untersuchung betrachtet. Wir wollen jetzt die allgemeine Natur der ihnen zu Grunde liegenden physischen Vorgänge und die zwischen ihnen bestehenden mathematischen Beziehungen untersuchen.

In der Theorie dieser Untersuchungsmethode ist man naturgemäss immer von der Abbildung des weissen Lichts an der Beobachternetzhaut, als der letzten Ursache jener, durch die genannten Augenspiegeldrehungen bewirkten, in der beobachteten Pupille gesehenen, Licht- bezw. Schattenbewegungen ausgegangen. (§ 17).

Um aus dem unendlichen uns umgebenden Lichtmeer die von einzelnen Punkten leuchtender oder beleuchteter Objekte der Aussenwelt ausgehenden, nach einer bestimmten Richtung wirksamen Strahlenbüschel, Kegelausschnitte aus den kugelförmigen Lichtwellen, zu isolieren, bedürfen wir eines undurchsichtigen Schirms mit einer zentralen endlichen Öffnung. Stellt man gegenüber der Öffnung einen, dem undurchsichtigen Diaphragma parallelen, Papierschirm auf, so erscheinen auf letzterem die Querschnitte aller aus verschiedenen Richtungen von verschiedenen Objektpunkten ausgehenden, die zentrale Öffnung passierenden Lichtkegel. Es findet hier-

durch bekanntlich eine gleichsam von der Natur gegebene winkelgetreue, d. h. von Verzeichnung freie, lichtschwache Abbildung statt (Sonnenbildchen im Laubschatten); es ist dies die einfache Folge der gradlinigen Fortpflanzung des Lichts und zugleich einer ihrer Beweise. Es ist daher die Lochkamera bis in die neueste Zeit zur Photographie weitwinkliger Objekte (Kirchen mit hohen Türmen, monumentale Bauten) benutzt und nur deshalb verlassen worden, weil den Fortschritten der modernen Optik die Konstruktion lichtstarker Systeme von gleichen Vorzügen gelang.

In einem allgemeinen, grob veranschaulichenden, Sinne bedeutet die Abbesche Lehre die Eruierung und Wiedereinführung jener ursprünglichen, aus der gradlinigen Fortpflanzung des Lichts folgenden, gleichsam von der Natur gegebenen Abbildung durch die feinen Öffnungen in die Theorie der künstlich herstellbaren optischen Kombinationen, welche, ohne Rücksicht auf deren zufällige Zusammensetzung, für deren wichtigste Eigenschaften: den ganzen Strahlengang, die Perspektive, Vergrösserung, Tiefenwirkung, Lichtstärke, das Auflösungsvermögen eigentlich massgebend wird.

Wenn wir also jenen allergewöhnlichsten Grundplan der Abbildung des weissen Lichts für die Theorie der Skiaskopie adoptieren — indem wir im Sinne der geometrischen Optik den, in der Luft liegenden, Bildraum des beobachteten Auges als Objektraum für das Beobachterauge ansehen —, so müssen wir uns erinnern, dass durch das Vorsetzen eines zweiten Diaphragma, nämlich des Augenspiegels, vor das Beobachterauge eine besondere Art von Abbildung geschaffen wird, und wir müssen unterscheiden, welche von beiden — die Abbildung durch die feine zentrale Öffnung des Augenspiegels oder die Abbildung durch die Brechung im Beobachterauge — die primäre ist.

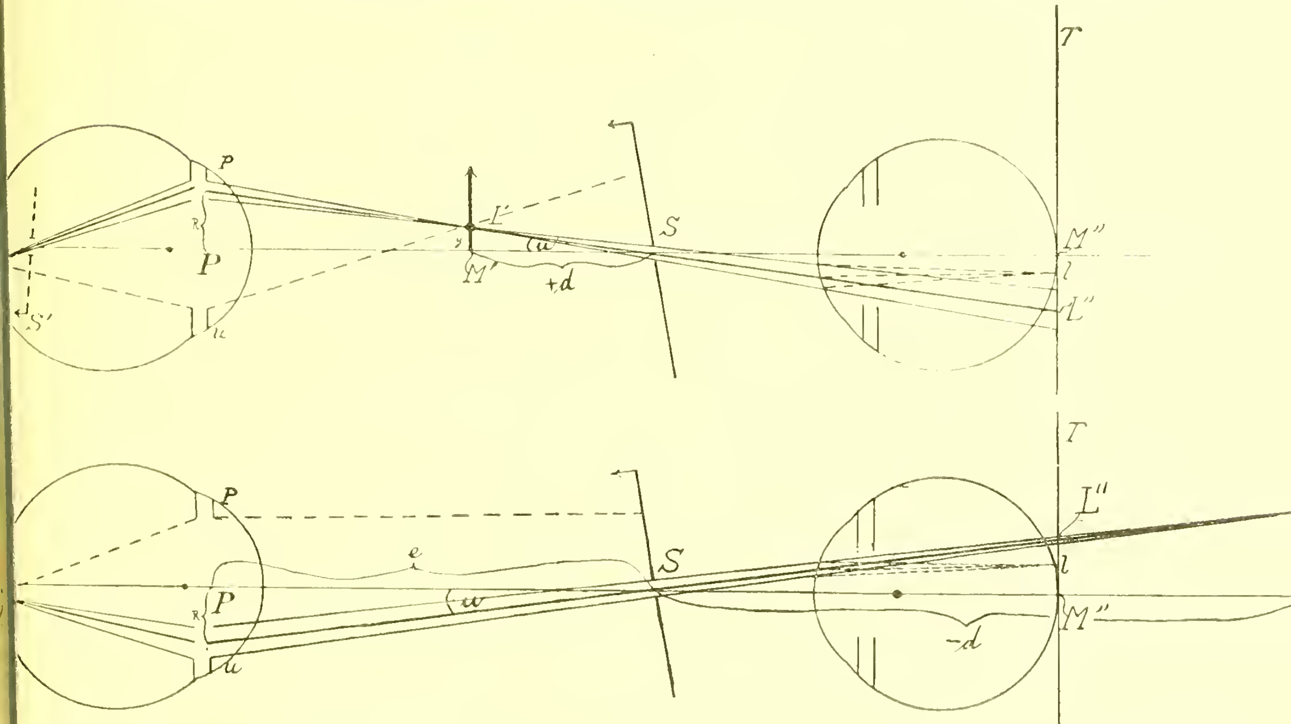
[Lassen wir den gesuchten Fernpunktfokus auf der Achse bis zum Nahepunkt des Beobachterauges hin wandern, den wir mit 15 cm annehmen wollen, so ist dies der letzte Punkt, von welchem aus noch ein scharfes reelles umgekehrtes Bild in der Beobachternetzhaut entworfen werden kann. Wandert der Fernpunktfokus weiter gegen den vorderen Brenn-

punkt ($\varphi_1 = 13{,}5$ mm vor dem Hornhautscheitel), so rückt sein Bild hinter dem Beobachterauge allmählich in die positive und negative Unendlichkeit, aus dieser wandert das virtuelle aufrechte Bild allmählich wieder von vorn gegen sein Objekt, den Fernpunktfokus und gegen das Beobachterauge, in dessen Kardinalpunkten weiterhin beide dicht nebeneinander liegen; der Fernpunktfokus muss nun noch eine beträchtliche Strecke durch den Glaskörper bis hinter das Beobachterauge wandern, damit schliesslich sein aufrechtes reelles Bild dicht vor dessen Netzhaut zu liegen kommt und als Zerstreuungsbild wahrgenommen wird. In Wirklichkeit kann der Fernpunktfokus, ausgenommen wenn der Beobachter Hypermetrop ist, niemals bis in oder hinter die Beobachternetzhaut gelangen, sondern die nach ersterem konvergierenden Lichtstrahlen werden, bevor sie sich zu einem reellen Bilde sammeln können, durch das Beobachterauge konvergenter gemacht und in dessen Glaskörper zur Vereinigung gebracht.]

In dem in Fig. 11 dargestellten Vertikalschnitt ist der Augenspiegel S in der Pfeilrichtung von oben nach unten gedreht worden, und demnach ist der von ersterem in der Netzhaut des untersuchten (in der Zeichnung linken) Auges erzeugte Lichtfleck, Beleuchtungsfeld (Pfeil ML), in den Raum unterhalb der Achse MM'' gewandert, so dass der Fusspunkt M noch in der Achse liegt. Ein beliebiger Punkt L des Beleuchtungsfeldes werde in seinem konjugierten Punkte L oberhalb der Achse abgebildet, mittels zweier Lichtkegel, deren Spitzen in L bezw. L' und deren Grundflächen in den beiden Pupillen pu (Hornhaut- und Linsenbildchen der natürlichen Pupille) gelegen sind. Da nur die nach den Pupillen zielenden Strahlen zur Abbildung beitragen, so darf die Brechung der Einfachheit halber in die Pupillenebene, anstatt in die Hornhautebene, verlegt werden.

Hierbei können wir entweder annehmen, dass das untersuchte Auge ein zentriertes System, dass der Punkt L nahe der Achse liegt und der Öffnungswinkel der beiden Lichtkegel klein ist, so dass alles Licht in L' wieder vereinigt wird, oder wir können den Begriff des optischen Bildes festhalten, indem wir einen kleinen Zerstreuungskreis als Ausdruck der

vorhandenen Aberrationen vom homozentrischen Strahlengange an die Stelle eines Bildpunktes setzen. Denn auf die Betrachtung der rein geometrischen Beziehungen ist die besondere Beschaffenheit des Bildes L'M' (bezüglich Unschärfe, Verzeichnung, Wölbung etc.) ohne Einfluss. Es wird aus folgendem ersichtlich, dass die allgemeine Theorie der skiaskopischen



Figg. 11 und 12.

Erscheinungen an die beschränkenden Voraussetzungen der paraxialen Optik nicht gebunden ist.

Denken wir uns nun zunächst das, in der Zeichnung rechte, Auge des Beobachters fort und an seiner Stelle einen senkrechten Papierschirm T gegenüber der Öffnung S des Augenspiegels aufgestellt und sei der Augenspiegel S dem Schirm T parallel. Aus allen von der beobachteten Pupille pu nach L' konvergierenden und nach der Kreuzung dortselbst gegen den Augenspiegel divergierenden Lichtstrahlen schneidet die zentrale Öffnung S einen schmalen Partialkegel aus, dessen Spitze in L', dessen

Basis in der runden Öffnung S, deren Projektion, in der gradlinigen Verlängerung des Lichtkegels, auf dem weissen Schirm T als ein runder weisser Lichtfleck bei L'' erscheint. Hierbei erinnern wir uns, dass in Wirklichkeit der Durchmesser des Sehloches stets ein bis einige Millimeter, also ein beträchtliches Vielfaches der mittleren Wellenlänge des benutzten Lichtes (0,0005 Millimeter) ist. Infolge der an dem Lochrande stattfindenden Beugung bekommt das Lichtfleckchen auf dem Schirm T einen Saum von hellen und dunklen oder, bei gemischtem Licht, farbigen, sehr lichtschwachen Interferenzringen. Man sagt, der Lichtfleck ist das Beugungsbild der Öffnung S. Der Punkt L' wird also mittels des Partialbüschels als ein ziemlich scharf begrenztes Lichtscheibchen in L'' abgebildet; es ist dies die Folge der gradlinigen Fortpflanzung des Lichtes.

Der Punkt L' leuchtet nicht selbst, sondern jenes von ihm ausstrahlende Partialbüschel ist nur die Verlängerung eines schmalen Lichtkegels, dessen Basis in einer schmalen Zone am oberen Pupillenrande p gelegen ist. Diesem Partialbüschel würde im beobachteten Auge ein konjugiertes Partialbüschel entsprechen, welches vom Punkte L durch die zentrale Öffnung des Augenspiegelbildes S' zu jener schmalen Zone am oberen Pupillenrande gelangt.

In ähnlicher Weise wird der in der Achse gelegene Punkt M durch ein Partialbüschel, welches nicht gezeichnet ist, scharf in M' und weiter auf dem Schirm T als Lichtscheibchen um M'' als Mittelpunkt abgebildet. Die Lichtscheibchen können nach der Formel von Schwerd $d = 2{,}44 \cdot \frac{\lambda e}{D}$ (vgl. ob. §§ 2a, 13) berechnet werden. Die Formel gilt aber eigentlich nur für unendlichen Objekt- und Schirmabstand.

Demnach wird vom Lichtbildchen L'M' ein umgekehrtes unscharfes Bild in M''L'' entworfen, welches von einem durch ein optisches System erzeugten Zerstreuungsbilde sich nicht wesentlich unterscheidet. Die Abbildung erfolgt ähnlich wie die selbstleuchtender Gegenstände durch die

Lochkamera; nur ist zu beachten, dass das nicht selbstleuchtende Bildchen L′M′ alles Licht aus der beobachteten Pupille pu erborgt.

In dem oben, in Fig. 11, angenommenen Falle würde also alles aus der oberen Hälfte Pp der Pupille pu kommende Licht durch die Öffnung S nach dem Papierschirm T gelangen, während das aus der unteren Hälfte Pu austretende Licht oberhalb der Öffnung S durch das Diaphragma aufgehalten würde. Da nun auf dem Schirm T auch von der Iris bezw. Pupille des untersuchten Auges nach Art der Lochkamera ein umgekehrtes Bild erzeugt wird (nicht gezeichnet), so würde dieses Pupillenbild, wenn wir M′ L′ zwei entgegengesetzte Drehungen, jedesmal um 90°, um die Achse ausführen lassen, in seiner oberen Hälfte dunkel, in seiner unteren Hälfte M″ L″ hell sein. Diesem umgekehrten Bilde entspricht als Objekt die Pupille pu mit einem oberen hellen und einer unteren, d. h. der Drehrichtung des Augenspiegels S entgegengerichteten dunklen Hälfte (»gegenläufiger Schatten«).

Streng genommen, entspricht jedem Objektabstande eine andere Blendenöffnung und ein anderer Schirmabstand, bei welchen die Lochabbildung am schärfsten ist.

Ähnlich kann man sich leicht klar machen, dass, wenn das Lichtbild L′M′ wiederum, wie vorhin, infolge der Spiegeldrehung, oberhalb der Achse, aber rechts vom Spiegel S, steht, es alles Licht aus der unteren Hälfte Pu erborgen muss; so dass für die Lochabbildung auf dem Papierschirm T die Pupille in ihrer unteren Hälfte hell, in ihrer oberen, der Augenspiegeldrehung synonymen Hälfte dagegen dunkel erscheinen muss (»mitläufiger Schatten«).

Fig. 12 zeigt, dass das von L′ ausstrahlende Partialbüschel sein Licht aus einem Partialbüschel erhält, dessen Grundfläche jetzt am unteren Rande u der Pupille pu gelegen ist. Diesem wäre im untersuchten Auge dasjenige Partialbüschel konjugiert, welches vom Punkte L ebenfalls nach dem unteren Rande der Pupille pu verläuft und welches dadurch angenähert bestimmt ist, dass es, rückwärts verlängert, nach der zentralen Öffnung des,

nunmehr hinter dem Auge gelegenen, Augenspiegelbildes S' hinzielt (vgl. auch § 7, Tafel II, Fig. 3a; § 8, Tafel III, Fig. 3a; § 10, Tafel IV, Fig. 3a; § 11, Tafel V, Fig. 3a).

Hiernach würde der Vorgang des Richtungswechsels der Phänomene schon allein durch die Lochabbildung physikalisch erklärt.

Dadurch, dass nun anstatt des Schirms T das brechende System des Beobachterauges hinter die Öffnung S tritt, wird zunächst nichts weiter geändert, als dass das Partialbüschel mit der Hauptrichtung L'L'' etwas von seinem gradlinigen Laufe gegen die Achse hin abgelenkt wird, so dass die Lichtstrahlen gebrochene Linien darstellen, welche sich in einem Punkte l schneiden mögen. Die Wellenlehre kennt keine punktförmige Vereinigung; sondern es entsteht bei l ebenfalls ein, mit zunehmender Öffnung sich zusammenziehendes viel kleineres und helleres Lichtscheibchen, welches ebenfalls das Beugungsbild der durch S begrenzten Öffnung des brechenden Systems ist. Streng genommen gilt dies nur, wenn das Auge frei von Aberrationen ist (vgl. ob. §§ 2a, 13, 16). Dabei ist es gleichgültig, ob l in oder dicht vor oder hinter der Netzhaut liegt, so dass an seiner Stelle ein Zerstreuungskreis in der Netzhaut entsteht, oder ob der Schnittpunkt l weit hinter der Netzhaut oder (virtuell) weit vor dem Beobachterauge in der Luft oder irgendwo, in der Verlängerung des Lichtbüschels, gelegen wäre. Ebenso ist es für unsere Zwecke belanglos, ob das nach l konvergierende Lichtbüschel homozentrisch oder in einer Brennfläche gesammelt wird.

Durch die Lichtbrechung im Beobachterauge wird immerhin bewirkt, dass das Beugungsscheibchen L'' sich zusammenzieht und dass, wegen der Ablenkung der Lichtstrahlenkegel gegen die Achse, genau dasselbe, was sich vorhin auf dem Papierschirm T abbildete, in einem kleineren Gesichtsfelde schärfer und heller in der Netzhaut des Beobachters abgebildet wird. Andererseits erleidet die Abbildung des ja schon mit Aberrationen behafteten Lichtbildes M'L' auch noch durch die optischen Mängel des Beobachterauges gewisse Schönheitsfehler (Verzeichnung), welche wir schon (§§ 6 bis 13, Tafel I bis VII) kennen gelernt haben.

Aber angulär wird an der Abbildung nichts geändert. Demnach ist die Abbildung durch die feine Öffnung S die primäre, die Abbildung durch Brechung die sekundäre; letztere ist gleichsam nur eine Modifikation der ersteren. Daher ist es nicht angängig, den Augenspiegel aus der theoretischen Erörterung auszuschalten. Es ist dies nicht, wie gewöhnlich behauptet wird, eine Vereinfachung, sondern eine Komplikation der Betrachtung.

Da ferner die Beobachterpupille, besonders bei der Untersuchung im Dunkelzimmer, relativ weit, das zentrale Loch des Augenspiegels gewöhnlich nur 1—2 mm Durchmesser hat, so ist letzteres nicht nur absolut kleiner als die Beobachterpupille, sondern erscheint auch, wenn wir zunächst an dem Grundplan der Fig. 11 festhalten, von M′ aus unter dem kleineren Sehwinkel. S wäre also die Eintrittspupille des Beobachterauges, und die Mittellinien aller Partialbüschel, welche in letzteres hineingelangen, müssen sich im Mittelpunkte der Öffnung S schneiden.

Welche Änderungen hierin, infolge Annäherung des Lichtbildchens L′M′ an S hin, eintreten, müssen wir noch später betrachten. Hier wollen wir noch darauf hinweisen, dass der genannte Richtungswechsel eines auf dem Schirm T bezw. an der Beobachternetzhaut entstandenen Bildes des weissen Lichts, ohne Rücksicht auf die subjektive Beschaffenheit des Beobachters, sei es in bezug auf die spezielle Einstellung seines Auges oder den psychischen Vorgang der Projektion seiner Netzhautwahrnehmung nach aussen, identisch ist mit dem objektiven Wechsel der Richtung, aus welcher das nicht selbstleuchtende Lichtbildchen L′M′, nach seiner Lage links oder rechts vom Augenspiegel S, sein Licht aus dem Raume oberhalb oder unterhalb der Achse erborgen muss.

Es ist demnach, wie ersichtlich, auch nicht angängig, das im Fernpunkt entworfene nicht selbstleuchtende Lichtbild L′M′, dessen Strahlenrichtung durch die im beobachteten Auge stattfindende Brechung bestimmt wird, als ein selbstleuchtendes, nach allen Richtungen divergierende Strahlen aussendendes, Objekt zu behandeln.

Die physikalischen Vorgänge, welche wir hier mit Worten nachgewiesen haben, können wir auch durch Rechnung ausdrücken. Aus der Ähnlichkeit der beiden Dreiecke mit den Basen pP und M'L' und dem gemeinsamen Scheitel im Mittelpunkte der Öffnung S (Fig. 11), wenn wir $M'L' = y'$ und den Radius der Pupille $pu = R = pP = uP$, ferner $M'S = d$ und $PS = e$ setzen, folgt:

$$\frac{R}{y'} = \frac{e}{d}$$

Diese Gleichung macht das Verhältnis des gesuchten Lichtfokus y' ganz allgemein zu einer Hälfte R der untersuchten Pupille abhängig von dem Verhältnis der Entfernung d des Augenspiegels vom gesuchten Lichtfokus zur Entfernung e des Augenspiegels von der beobachteten Pupille. $\frac{e}{d}$ ist positiv, da die Entfernung d rechts vom gesuchten Fokus auf der Achse abgetragen ist. Demnach hat der Ausdruck $\frac{R}{y'}$ einen positiven Wert, d. h. y' und die es erleuchtende Pupillenhälfte liegen auf derselben Seite der Achse.

Wird d negativ, d. h. kommt der Augenspiegel links vom gesuchten Fokus y' zu stehen, so folgt:

$$\frac{R}{y'} = -\frac{e}{d}$$

$\frac{R}{y'}$ bekommt einen negativen Wert, d. h, y' und die es erleuchtende Pupillenhälfte liegen auf entgegengesetzten Seiten der Achse.

Wird $d = 0$, d. h. steht der gesuchte Lichtfokus an der Stelle des Augenspiegels, so wird:

$$\frac{R}{y'} = \pm \infty,$$

d. h. y' wird, nach erfolgter Wanderung in den Raum oberhalb der Achse, noch aus beiden Pupillenhälften erleuchtet.

Die ersteren beiden Gleichungen geben den Richtungswechsel im System, sofern man von der Bildentstehung des weissen Lichts an der Beobachternetzhaut ausgeht, wohl den ursächlichen physikalischen Vorgängen entsprechend richtig wieder, indem sie das Verhältnis einer Pupillenhälfte zum gesuchten Lichtfokus durch das Verhältnis der Entfernung des Augenspiegels vom beobachteten Auge zur Entfernung des Augenspiegels vom gesuchten Lichtfokus ausdrücken; wobei nach obiger Auseinandersetzung das Vorhandensein des Beobachterauges, geschweige denn dessen spezielle optische Einstellung, erst sekundär in Betracht kommt.

Dagegen ist der Ausdruck $\frac{R}{y'} = \pm \infty$ nur eine mathematische Abstraktion, welche den physikalischen Vorgängen nicht entspricht. Vorausgesetzt, dass y′ in Wirklichkeit einen achsensenkrecht sich bewegenden Lichtfokus darstellte, würde der Wert $\frac{R}{y'} = \pm \infty$ auch noch für Entfernungen gelten müssen, in welchen d um eine gewisse beträchtliche Grösse von 0 vorschieden ist.

Bezeichnen wir in Figg. 11 und 12 den Einfallswinkel des von einem beliebigen ausseraxialen Punkte von y′ herkommenden Partialbüschels mit u, so gilt ferner die Gleichung:

$$\operatorname{tg} u = + \frac{y'}{d},$$

d. h. tg u hat einen positiven Wert, liegt also oberhalb der Achse; d ist positiv, weil es in der Richtung der Lichtbewegung nach rechts vom fixierten Punkte y′ abgetragen ist.

Wird nun nichts weiter geändert, als dass y′ hinter, rechts vom Augenspiegel S wandert, so wird d negativ, demnach

$$\operatorname{tg} u = - \frac{y'}{d},$$

d. h. tg u liegt unterhalb der Achse, wie aus Fig. 12 abgelesen werden kann.

Ist d = 0, so tg u = ± ∞; d. h. es findet keine Beschränkung auf eine Hälfte statt, das System ist voll erleuchtet. Wir sehen, dass letzteres

genau genommen ebenfalls nur eine mathematische Abstraktion ist, welche mit den physischen Vorgängen nicht übereinstimmt; denn der gefundene Wert muss auch für Entfernungen gelten, welche um eine gewisse Strecke vcn o verschieden sind.

Hierbei sehen wir vorläufig von der Inkonstanz der Beleuchtung ab; denn, wenn d = o, so ist in der Wirklichkeit die Beleuchtung aus dem System verschwunden, da die Blende S zugleich die Lichtquelle des Systems ist.

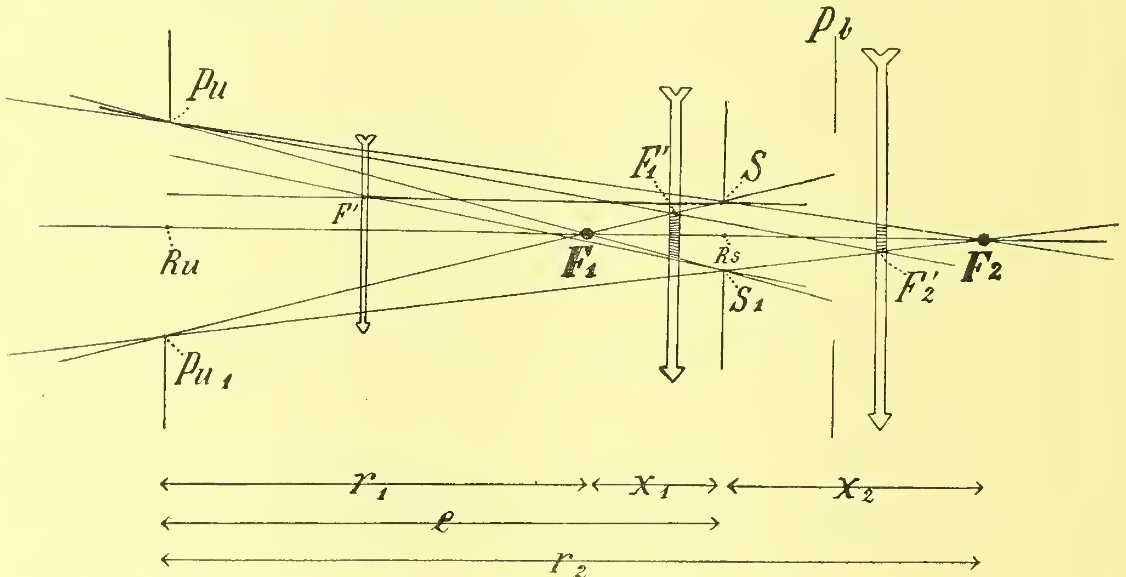


Fig. 13.

Diese Strecke wird gefunden, wenn wir in Fig. 13 die Verbindungslinien der Blendenränder Pu_1 Pu (beobachtete Pupille) und S_1 S (Spiegelloch) einmal nach den gleichnamigen Seiten bis zum Schnittpunkt F_2 und einmal übers Kreuz ziehen (Schnittpunkt in F_1).

Der Punkt F_1, in Fig. 13, wird mit dem Moment identisch sein, wo die vom Fernpunktbilde ausstrahlenden Lichtkegel, wegen ihrer ursprünglichen Abblendung, in der beobachteten Pupille Pu das Augenspiegelloch S (bezw. die Beobachterpupille) eben noch oder nicht mehr ausfüllen; m. a. W.: S vom Achsenpunkt F_1 aus unter gleichem oder grösserem Sehwinkel erscheint als Pu. Es wird dies der Augenblick sein, in welchem die Licht-

bewegung in der Luft, wie bereits ersichtlich und sogleich noch zu erörtern ist, dem Spiegellochrande zu adhärieren und aus der achsensenkrechten in eine achsenkonzentrische Richtung auszuweichen beginnt; zugleich der Moment, wo die Spitze des dunklen Raumes in der Luft im Fernpunkt (F_1) bezw. in der Netzhaut des untersuchten Auges steht.

Es wird dann die beobachtete Pupille Pu zur Eintrittspupille, während zwei Gesichtsfeldblenden vorhanden sind (Augenspiegelloch S und Beobachterpupille Pb), von welchen die kleinere, bei achsensenkrechter Lichtbewegung, die massgebende wäre; aber auch nur, wenn beide Blenden annähernd zentriert werden.

Das Doppeldreieck mit den Spitzen in F_1 und F_2 und der gemeinsamen Basis in der lichten Öffnung von S umgrenzt den Gesichtsfeldraum, in welchem durch die blosse, gleichviel ob achsensenkrechte oder achsenkonzentrische, Lichtbewegung kein skiaskopisches Phänomen bezw. Richtungswechsel auftritt; sondern erst, wenn die Lichtgrenze nach einer Seite hin die Grenze dieses Raumes überschreitet und den Schatten des anliegenden Diaphragmateils auf einen gegenüberliegenden Schirm bezw. die Beobachternetzhaut wirft.

Die Strecke zwischen F_1 bis F_2 bezeichnet also die Länge der von uns so genannten charakteristischen entoptischen Phase der Skiaskopie. Zu beiden Seiten davon, nach aussen, liegt die ophthalmoskopische Phase.

Bezeichnen wir, in Fig. 13, mit R_u den Mittelpunkt der (scheinbaren) beobachteten Pupille Pu_1 Pu; mit R_s den Mittelpunkt des Augenspiegelloches S_1 S. Den Fernpunktabstand $R_u F_1 = r_1$, $R_u F_2 = r_2$; den Abstand des Spiegels S_1 S von der beobachteten Pupille Pu_1 Pu $= e$; die gesuchten Abstände der Spitzen F_1 und F_2 vom Mittelpunkte des Spiegelloches R_s mit x_1 und x_2.

Aus der Ähnlichkeit zweier Dreiecke, mit den Basen in S_1 S ($=$ S) und Pu_1 Pu ($=$ Pu) und dem gemeinsamen Scheitel in F_1, folgt:

$$x_1 = \frac{S}{Pu} \cdot r.$$

Bei der labilen Methode ist r konstant, $x_1 = x_2$, und demnach beträgt das Intervall

$$I = x_1 + x_2 = 2\,r\,\frac{S}{Pu},$$

wächst also mit der Zunahme des Fernpunktabstandes und der Grösse des Spiegelloches und der Abnahme der Weite der beobachteten Pupille; und wird gleich dem doppelten Fernpunktabstande, wenn die beobachtete Pupille gleiche Grösse mit dem Spiegelloch hat. Wird, wie üblich, der Fernpunkt durch partielle Gläserkorrektion auf die durchschnittliche Distanz von 330 mm (3 Dioptr.) verlegt und setzen wir für die mittlere Weite der beobachteten Pupille Pu = 5 mm und das Spiegelloch S = 2 mm, so beträgt der Intervall I, die entoptische Phase der labilen Skiaskopie = 264 mm symmetrisch um den Fernpunkt herum; beginnt also bei 5 Dioptr. ($x_1 = r - 132$) und endigt bei 2,16 Dioptr. ($x_2 = r + 132$), wenn der Fernpunkt bei 3 Dioptr. liegt.

Entwerfen wir dagegen mit einer Konvexlinse des Brillenkastens, also mittels sehr weit geöffneter Lichtbüschel, das Bild einer Flamme und betrachten dasselbe durch ein in einen Karton gestochenes Stecknadelloch, so schrumpft das Intervall auf wenige Millimeter zusammen. Setzen wir z. B. demnach, in der Formel $I = 2\,r\,\frac{S}{Pu}$, r = 200 mm (5 Dioptr.), S = 0,5 mm, Pu = 36 mm = dem gewöhnlichen Durchmesser unserer Glaslinsen, so ist das Intervall I = 5,5 mm; der Richtungswechsel findet dann, und zwar infolge Umkehr des Einfallswinkel unter Bildentstehung des weissen Lichts, in dieser kleinen Strecke ganz dicht an der Ebene des Diaphragma statt.

Letzteres ist die Versuchsanordnung der skiaskopischen Linsenprobe von Leroy (1887, Rev. génér. d'Ophthalm., S. 297). Diese gilt, wie wir sehen, nur für Lichtbüschel von sehr weiter und für Blenden von sehr enger Öffnung; darf also nicht auf das System der Skiaskopie übertragen werden. Denn die Grösse des Öffnungsverhältnisses ist, wie ersichtlich wird, auf die Grundeigenschaften der physischen Vorgänge, ebenso auf

ihre Theorie von fundamentaler Bedeutung; was bisher nicht beachtet wurde (vgl. § 17).

Bei der stabilen Methode wird r variiert; e ist bekannt, meist = 1000 mm. Aus der Ähnlichkeit der beiden Dreieckpaare mit den Basen Pu (= 5 mm) und S (= 2 mm) und gemeinsamem Scheitel in F_1 bezw. F_2 ergibt sich:

$$x_1 = e \cdot \frac{S}{Pu + S} = \frac{e}{\frac{Pu}{S} + 1} = 286 \text{ mm vor dem Augenspiegel;}$$

$$x_2 = e \cdot \frac{S}{Pu - S} = \frac{e}{\frac{Pu}{S} - 1} = 666 \text{ mm hinter dem Augenspiegel;}$$

oder:

$$x_1 + x_2 = I = \frac{e}{\frac{Pu}{S} + 1} + \frac{e}{\frac{Pu}{S} - 1} = 952 \text{ mm.}$$

Die Formel besagt, dass das entoptische Intervall sich bis zur Unendlichkeit ausdehnt, je mehr die Grösse von Pu und S einander gleich kommen. Bei enger Pupille bezw. einem Spiegelloch von ca. 4 mm Durchmesser, wie dies gerade bei der stabilen Methode in Gebrauch ist, wird dieser Fall oft genug verwirklicht sein. In unserem Beispiel liegt das vordere Ende ($r_1 = e - x_1 = 714$ mm) bei 1,4 Dioptr., das hintere bei 0,6 Dioptr. ($r_2 = e + x_2 = 1666$ mm).

Infolge der Fokustiefe und der Aberrationen (§ 2a) wird die Strecke an jedem ihrer Endpunkte F_1 und F_2 noch um den optischen Wert von je ca. 0,75 bis 1,0 Dioptr. verlängert.

Wir sehen also ein, dass für den Richtungswechsel im System die Phase der entoptischen Schatten charakteristisch und von beträchtlicher Ausdehnung ist.

Ausserhalb derselben kommt aber auch das ophthalmoskopische Gebiet zur Geltung. Denn, wie wir sahen, schon eine Vor- oder Rückwärtsbewegung um 13—26 cm (labile Methode) oder das Wechseln der vor das untersuchte Auge gesetzten Glaslinse (stabile Methode) kann uns

plötzlich in ganz andere Regionen des Systems der Skiaskopie bringen (vgl. § 12a).

Nur hängt, wie wir zeigten, auch für das ophthalmoskopische Stadium der Abbildung des weissen Lichtes der Richtungswechsel von der primären Lochabbildung durch das Augenspiegeldiaphragma κατ᾽ ἐξοχήν ab.

Die Abgrenzung der Ophthalmoskopie gegen die Skiaskopie hängt also, wie wir im vorhergehenden sahen, bei gegebener Grösse des Augenspiegelloches, von der Öffnung der im System vorkommenden Lichtbüschel ab. Solange die Lichtbüschel das Spiegelloch ausfüllen oder weitere Öffnung haben als dieses, handelt es sich um die Bildentstehung des weissen Lichtes durch Beugung an der runden lichten Öffnung des Spiegeldiaphragma; sobald die (vollen) Lichtkegel primär nur noch teilweise dem Spiegellochrande anliegen, handelt es sich um Schattenbilder, erzeugt, indem ein, im Sinne der Lichtbewegung, letzter dünner Lichtkegel an der minimalen linearen Teilstrecke des Spiegellochrandes, welcher er primär, wie gezeigt, adhäriert, partiell durchschnitten, in seinem gradlinigen Laufe aufgehalten, wird (vgl. § 12a).

Die Frage ist oft erörtert worden, was wir während der Untersuchung sehen, das Netzhautbild F in der Luft oder die Pupille des untersuchten Auges? Hierüber gibt Fig. 13 einfachen Aufschluss. In dem Doppeldreieck zwischen F_1 und F_2 werden, wie wir ohne weiteres einsehen, sämtliche aus der beobachteten Pupille Pu kommenden Strahlenkegel das Spiegelloch S_1 S passieren und sich im Bilde der beobachteten Pupille vollkommen überlagern. Dieses Pupillenbild muss bei den üblichen Beobachtungsdistanzen und nach den Bauarten des menschlichen Auges (Myopie, Emmetropie, Hypermetropie), abgesehen von dem individuellen Akkommodationszustande, auf Grund der gewöhnlichen Abbildungsgesetze ($l_1 \cdot l_2 = \varphi_1 \cdot \varphi_2$) entweder in oder in kleiner endlicher Entfernung vor bezw. hinter der Beobachternetzhaut liegen, so dass die Querschnitte aller Strahlenkegel auch in letzterer sich mehr oder weniger vollkommen überlagern und wir demnach die beobachtete Pupille, scharf oder verwaschen, nur mehr leuchten sehen (Augenleuchten).

Da aber alles Licht von der Augenspiegelfläche herstammt, so müssen wir das achsensenkrecht gedachte Fernpunktbild entlang den (gebrochenen) Graden F_1 S F_2 und F_1 S_1 F_2 verfolgen. Dies sind die Lichtstrahlen, mittels welcher alle aus dem untersuchten Auge zurückkehrenden Lichtkegel dem Spiegellochrande adhärieren; diese letzteren werden gefunden, indem man durch die jeweiligen Durchstossungspunkte der ersteren F_1' und F_2' vom anderen Pupillenrande die Schnittlinie hindurchzieht (vgl. Fig. 14; Fig. 13, F_1' und F_2'). Demnach muss die Lichtbewegung für das System, entlang dem Spiegellochrande, achsenkonzentrisch, stattfinden bis auf einen, im Sinne der Lichtbewegung, letzten Lichtkegel, welcher dann durch achsensenkrechte Bewegung am Spiegellochrande durchschnitten wird. Fällt das Fernpunktbild mit der Spiegelfläche zusammen, so liegen die Schnittpunkte F_1' und F_2' der Lichtkegel im Rande des Spiegelloches S_1S, theoretisch ist dann kein Licht im System (vgl. §§ 2, 9).

Lassen wir nun das Fernpunktbild F im Raume ausserhalb $F_1 F_2$ nach entgegengesetzten Richtungen, links von F_1 und rechts von F_2, wandern und konstruieren die Projektionen des Spiegellochs S über sämtliche Punkte des scharfen F-Bildes auf die Ebene der Pupille Pu (z. B. F', Fig. 13), so werden die zu den einzelnen Bildpunkten gehörigen Projektionen in der Ebene der Pupille Pu um so schmaler, je weiter das F-Bild von F_1 bezw. F_2 abrückt; so dass bald jedem Punkte des F-Bildes ein kleiner Zerstreuungskreis in der Pupillenebene Pu entspricht, dessen Grösse bei einer gegebenen Konstellation von der Grösse des Spiegellochs abhängt. [Dass zudem, infolge der optischen Einstellung, die Abnahme der Zerstreuungskreise viel schneller stattfindet, als die Entfernung des F-Bildes zunimmt, haben wir schon oben (§ 12a) besprochen.] So verstehen wir, dass wir ausserhalb jener Strecke $F_1 F_2$ stets ein, mehr oder weniger verwaschenes, Zerstreuungsbild der Netzhaut des untersuchten Auges in der Ebene der untersuchten Pupille sehen können, wo auch das scharfe Fernpunktbild (F') liegen mag. Wie dieses Zerstreuungsbild in der Pupillenebene aus den Vorgängen im untersuchten Auge, nach der

Reziproke der Lochkamera, nachgewiesen wird, haben wir oben (§ 6, Schluss) erwähnt.

So sehen wir ferner, dass die optische Einstellung des Beobachterauges ohne jeden Einfluss auf den Wechsel der Phasen ist; letzterer vielmehr vom notwendigen Wechsel des Öffnungsverhältnisses der Lichtkegel im System abhängt, gleichsam von selbst eintritt und das Wirken verschiedener Naturgesetze herbeiführt, nämlich der Beugung und Bildentstehung des weissen Lichts an runden Öffnungen bezw. der Schattenbildung durch mechanische Hinderung der gradlinigen Fortpflanzung des Lichts (wobei die Beugung an gradlinigen Schirmen erst sekundär in Betracht kommt).

Die allgemeine optische Einstellung des beobachtenden, sowie des beobachteten Auges (auf endliche Entfernung) bedingt, dass selbst in der sogenannten ophthalmoskopischen Phase die Bildwahrnehmung in den Netzhäuten nur in Momenten vorhanden ist, da bei geringen Objektverschiebungen in der Axe die Zerstreuungskreise in den Netzhäuten in rapider Weise einander überlagern bezw. auseinanderweichen (§ 12a).

Der Wechsel des Öffnungsverhältnisses hängt ceteris paribus von der Lage des Fernpunkts zum Augenspiegelloch ab und wird auf zweierlei Weise erzeugt, entweder durch Verschieben des Systems bezw. des Okulars (labile Methode) oder durch Änderung des Objektivs (stabile Methode). Hiermit geht notwendig eine enorme Änderung der Grösse des Gesichtsfeldes einher, welches sich mit der Entfernung des Fernpunkts nach gewissen Gesetzen vergrössert und umgekehrt schnell verkleinert. Dies wäre an sich nichts Wesentliches, wenn nicht gleichzeitig an der Beobachternetzhaut, anstatt des nunmehr in der Unendlichkeit bezw. in endlicher Entfernung vor dem Beobachterauge entworfenen Gesichtsfeldbildes (Fernpunktbildes), nach den elementaren Abbildungsgesetzen notwendig das scharfe oder Zerstreuungsbild der Eintrittspupille, d. i. die Austrittspupille des Systems, entworfen würde. Infolgedessen kann der Beobachter das, was im Gesichtsfelde passiert, nicht mehr direkt (Lichtwanderung und

proportionale Verdunkelung), sondern nur an seinen späten Folgen (Schatten bei Übergang des letzten Lichtpunktes über die gegenüberliegende Gesichtsfeldgrenze) wahrnehmen (§ 17).

Die genannte Strecke, in welcher das Augenspiegelloch seine Funktion als Eintrittspupille des Beobachterauges (bezw. Austrittspupille des Systems) verliert und als Gesichtsfeldblende wirkt, hat ihre Reziproke im beobachteten Auge am Bilde S′ des Augenspiegellochs S, etwa bei der Konstellation der Tafeln III und IV (§§ 8 bis 10). Wäre das Zentrum des Gesichtsfeldes, was nicht der Fall ist, erleuchtet, so würde eine achsensenkrechte Lichtwanderung keinerlei Änderung in der Beleuchtung der beobachteten Pupille, wenigstens nicht den skiaskopischen Schatten, hervorbringen, ein in der Definition des Augenleuchtens bereits von Helmholtz (Physiologische Optik, S. 203) vorgesehener Fall. »Der Beobachter wird also das beobachtete Auge leuchten sehen, so oft in dem beobachteten Auge das Zerstreuungsbild seiner eigenen Pupille teilweise zusammenfällt mit dem Zerstreuungsbilde eines leuchtenden Gegenstands.« Erst wenn das Beleuchtungsfeld B die verwaschene, der Lichtbewegung gegenüberliegende, Randzone (das ringförmige Zerstreuungsbild des Augenspiegellochumfangs) des Gesichtsfeldes (flächenhaften Zerstreuungsbildes des Augenspiegellochs) überschreitet, tritt eine Änderung in der Beleuchtung der beobachteten Pupille ein.

Wir haben diese Betrachtung zu Ende geführt, da sie zur Definition der physischen Vorgänge (ob Abbildung des weissen Lichts oder Schattenbild) notwendig ist und ferner zeigt, dass, wenn man in einem System, dessen einzelne Teile sich fortwährend gegeneinander verschieben, von einer einzelnen vorübergehenden Versuchsanordnung aus allgemeine Deduktionen macht, man deren Übereinstimmung mit den physischen Vorgängen prüfen muss.

Vorstehende Betrachtungen gelten aber bei achsensenkrechter Lichtbewegung nur unter der Beschränkung, dass das Augenspiegelloch beträchtlich kleiner als die Beobachterpupille und mit letzterer angenähert zentriert ist, somit für letztere vikariiert.

Es ist unsere Aufgabe, zu zeigen, dass der Richtungswechsel der Phänomene noch viel enger oder vielmehr allgemein an das Augenspiegeldiaphragma, als die Quelle allen Lichts im System, ohne Rücksicht auf die Grösse der lichten Öffnung (Sehloch) desselben, κατ' ἐξοχήν gekettet ist und die oft zitierte, aber nie nachgewiesene Konkurrenz der beiden Pupillen (Spiegelloch und Beobachterpupille) zugunsten des ersteren gar nicht existiert.

Wir müssen uns jetzt nämlich erinnern, dass alles Licht im System von der reflektierenden Fläche des Augenspiegels S ausgeht; in dem Moment also, wo der Augenspiegel S an der Stelle des gesuchten Fernpunktes steht, wenn also das beobachtete Auge auf den Augenspiegel akkommodiert ist, würde theoretisch, da das Augenspiegelloch kein oder (bei undurchbohrten Spiegeln mit, aus dem Belage ausgekratztem, Sehloch) zu schwaches Licht reflektiert, alles, von der reflektierenden Umgebung des Augenspiegellochs in das beobachtete Auge geworfene, helle Licht von letzterem nach der Umgebung des Augenspiegellochs zurückkehren; so dass der kreisförmige Umfang des Augenspiegellochs die innere Grenze der Schnittpunkte aller aus dem untersuchten Auge kommenden Lichtkegel wäre. Da aber die meisten menschlichen Augen wegen ihrer optischen Mängel (Dezentration, Chromasie, Astigmatismus, sphärische Aberration) keine genaue Bilder liefern, so gelangt ein Teil aberrierenden Lichtes am Augenspiegellochrande vorbei in das Beobachterauge, welches aber in der Netzhaut desselben, infolge des Kontrastes, um so mehr die Empfindung von Dunkelheit hervorruft, je heller kurz vorher die Belichtung war. Aus diesem Grunde sieht der Beobachter in diesem Momente die beobachtete Pupille nur mattrot leuchten.

Dreht man nun wieder den Augenspiegel S von oben nach unten, so wandert das im Fernpunkt abgebildete Licht nicht, wie vorhin, achsensenkrecht, sondern in einem Kreise, nämlich entlang der Augenspiegellochperipherie, um die Achse herum nach oben (vgl. § 12a, Taf. IX).

Wie verhält es sich nun mit der Konkurrenz der beiden Diaphragmen:

Augenspiegelloch und Beobachterpupille? Da der Augenspiegel die Quelle alles Lichtes ist, so könnte man von einer Konkurrenz der Beobachterpupille a priori nur unter der unzulässigen Fiction sprechen, dass die Iris des Beobachters an ihrer Vorderfläche ebenfalls mit einem Spiegelbelage versehen wäre; zumal, wenn man, wie dies früher empfohlen wurde, bei der Messung die »Stelle der Undeutlichkeit« aufsucht, welche, wie wir nachwiesen, mit dem Verschwinden allen Lichtes (bis auf das falsche Licht) aus dem System identisch ist (§ 2).

Wie verhält es sich, wenn der Fernpunkt kurz vor dem Augenspiegel S

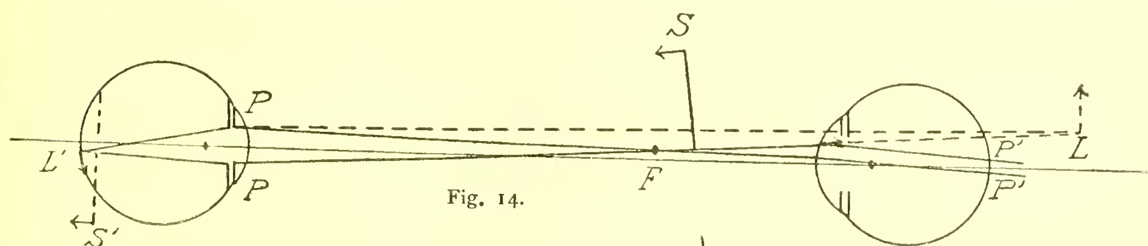


Fig. 14.

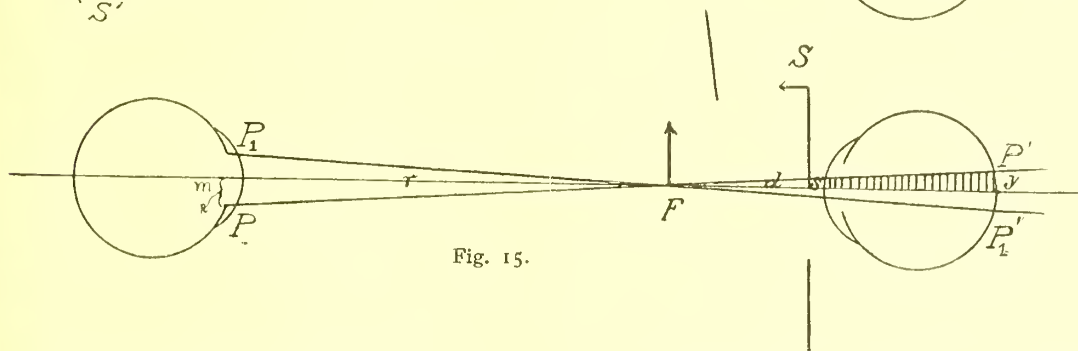


Fig. 15.

steht? also im Falle, dass man, nach meinem Vorschlage, denjenigen Ort (peripheren Endpunkt der undeutlichen Strecke, Fokustiefe, physiologischen Fernpunkt) aufsucht, an welchem der gegenläufige Schatten eben wieder sichtbar zu werden anfängt (§ 2a).

Es seien in Figur 14, infolge der Drehung des Augenspiegels S von oben nach unten, sämtliche nach einer in F gedachten achsensenkrechten Ebene konvergierenden Lichtkegel, deren Scheitel in einem zur Achse konzentrischen, in dieser Ebene gelegenen Kreise, dem Augenspiegelloch korrespondierend, orientiert sind und deren gemeinsame Basis in der Pupille

PP liegt, entlang der Kreisperipherie um die Achse herum nach oben gewandert, so zwar, das vom virtuellen Bilde L, der vom Planspiegel S reflektierten Lichtquelle, noch ein letzter voller Lichtkegel (punktiert) am Rande des Augenspiegellochs vorbei in die untersuchte Pupille PP gelangt.

Dem von L nach dem oberen Rande des Augenspiegellochs und dem unteren Rande der Pupille PP zielenden Strahle ist im untersuchten Auge ein Strahl konjugiert, welcher vom unteren Pupillenrande nach dem unteren Rande des Augenspiegellochbildes S′ verläuft und bis zur Netzhaut verlängert, die obere Grenze L′ des Beleuchtungsfeldes bestimmt. Mittels dieses Lichtstrahls adhäriert gleichsam der rückwärts von L′ aus dem untersuchten Auge hinausgelangende volle Lichtkegel unlöslich dem oberen Augenspiegellochrande. Der genannte Strahl wird in F, eine aberrationsfreie Abbildung vorausgesetzt, von sämtlichen, von L′ aus durch die Pupille PP passierenden, Strahlen des letzten Lichtkegels geschnitten, so dass noch ein voller Lichtkegel aus der Pupille PP in das Beobachterauge nach dem (scharfen oder verwaschenen) Pupillenbilde P′P′ gelangt.

Da nun ausserdem noch unendlich viele benachbarte Partialkegel von successiv abnehmender Öffnung ebenfalls am Augenspiegellochrande vorbeigelangen, so würde in Wirklichkeit jetzt das Phänomen der bekannten mitläufigen grauen Scheibe entstanden sein. Da dieses Phänomen, wie man sieht, von der eigentümlichen Beleuchtung, mittelst einer in der Mitte nicht oder ungenügend reflektierenden Spiegelfläche, κατ᾽ ἐξοχήν abhängig ist, so kann dasselbe für die Konkurrenz der beiden Diaphragmen überhaupt nicht in Frage kommen; es kann deshalb hier unberücksichtigt bleiben.

Um also nach Fig. 14 die Pupille PP überhaupt voll erleuchtet zu sehen, müssen wir den Augenspiegellochrand primär gegen den korrespondierenden Rand unserer Pupille verschieben, damit jener letzte, dem Augenspiegellochrande, wie wir sahen, unlösbar adhärierende Lichtkegel noch in unser Auge hineingelangt. Wird der Augenspiegellochrand nun noch weiter in derselben Richtung nach unten gedreht, so durchschneidet

er den aus derselben Ursache achsensenkrecht aufwärts wandernden Lichtkegel allmählich, während er sich immer weiter vom korrespondierenden Rande der Beobachterpupille entfernt. Demnach ist es κατ' ἐξοχήν jener lineare Teil des Augenspiegellochumfangs, dessen Schatten breit und breiter auf das Pupillenbildchen P′P′ an der Netzhaut des Beobachters fällt.

Die eigentliche Ursache, weshalb ein Vicariieren der Beobachterpupille für das Augenspiegelloch unter keinen Umständen stattfindet, liegt also darin, dass nur das eine dieser beiden Diaphragmen einen reflektierenden Spiegelbelag trägt, die Quelle allen Lichtes im System ist. Das Grössenverhältnis der beiden Öffnungen, welches, wie wir oben sahen, sonst zu weiteren Erörterungen Anlass gibt, kommt infolgedessen hier überhaupt nicht in Betracht. Auch hier sehen wir, dass die Einführung des Augenspiegels in die theoretische Betrachtung eine Vereinfachung, keineswegs eine Komplikation darstellt. Aus der genannten Ursache durfte auch in §§ 6 (Anmerk.) bis 14 das Bild der Beobachterpupille gegen das Bild des Augenspiegellochs vernachlässigt werden.

Es ist also ein, in der besonderen Verwirklichungsweise der Beleuchtung des skiaskopischen Systems begründeter, äusserer Zufall, dass der Richtungswechsel der Erscheinungen κατ' ἐξοχήν an die reflektierende Fläche des Augenspiegels (ohne Rücksicht auf die Grösse des Sehlochs) gebunden ist, weil letztere die im steten Wechsel der Erscheinungen konstante Quelle allen Lichts im System ist. Diese konstante lichtspendende Blende beherrscht gleichzeitig, wie wir sahen, den eingreifenden Wechsel der Beleuchtung, indem sie einmal als Eintritts- bezw. Austrittspupille, in der entscheidenden mittleren Strecke aber als Gesichtsfeldblende agiert.

Wäre in der Netzhaut des untersuchten Auges eine selbständige Lichtquelle mit stets achsensenkrechter Bewegung, so hinge der Richtungswechsel von der kleineren der beiden Gesichtsfeldblenden (Spiegelloch und Beobachterpupille) ab.

Freilich hat erstere Voraussetzung zu der irrigen Annahme geführt, dass ein Lichtfokus das Spiegelloch passiere und im entscheidenden

Moment das System abwechselnd verdunkelt und erleuchtet werde; während, wie wir sahen, das Fernpunktlicht bei Annäherung an das Spiegelloch immer mehr diesem ähnlich wird, d. h. alles Licht endgültig aus dem System verschwindet (vgl. §§ 8, 10, 13; Taf. III, IV, VII).

Um demnach den örtlichen oder zeitlichen Punkt zu bestimmen, in welchem der Richtungswechsel vor sich geht, und welcher daher der massgebende Nullpunkt der Abmessung ist, müssen wir von derjenigen mittleren Versuchsanordnung ausgehen, bei welcher der gesuchte Lichtfokus (Fernpunkt) näher vor oder hinter dem Augenspiegelloch gelegen ist.

Wir haben im vorhergehenden diese Phase der Schattenbilder gegen die ophthalmoskopische Phase der Bildentstehung des weissen Lichts abgegrenzt.

In Fig. 15 seien folgende Vereinfachungen angenommen: der Augenspiegel S stehe senkrecht zur Achse, der obere Rand des Augenspiegellochs liege, ebenso wie jener letzte Punkt F des gesuchten Lichtfokus, gemäss der Spiegelbewegung, in der Achse. Der Fernpunkt F liege vor dem Augenspiegel S und dadei so dicht vor der Hornhaut des Beobachterauges, dass wir die in letzterem stattfindende Strahlenbrechung vernachlässigen können. Wenn z. B. F 2 mm vor der Hornhaut liegt, so würde, unter Zugrundelegung des reduzierten Auges, sein virtuelles Bild 3 mm vor der Hornhaut entworfen werden. Die von F ausgehenden Lichtstrahlen würden also im Beobachterauge so divergieren, als ob sie von dem um 1 mm weiter entfernten Bilde von F ausgehen. Indem wir dies nicht beachten, begehen wir eine nicht viel grössere Ungenauigkeit, als wenn wir im reduzierten Auge statt der beiden Haupt- und Knotenpunkte nur je einen Punkt annehmen. Der von F ausgehende Lichtkegel habe sich infolge der Spiegellochbewegung, soweit gegen den Augenspiegellochrand verschoben, dass gerade die obere Hälfte des Lichtkegels durch das sichelförmige Stück s des Augenspiegeldiaphragmas in seinem gradlinigen Verlaufe aufgehalten wird.

$P' P_1'$ ist also der Zerstreuungskreis, welchen der Querschnitt eines

von F divergierenden Lichtkegels in der Beobachternetzhaut bildet. Dieser Zerstreuungskreis ist das sogenannte entoptische Gesichtsfeld (von Helmholtz) und letzteres ist, wie ein Blick auf Fig. 15 zeigt, identisch mit dem (scharfen oder verwaschenen) Bilde der untersuchten Pupille PP_1. y habe ich[1]) den entoptischen Schatten des sichelförmigen Teils s genannt. Diese Bezeichnung rechtfertigt sich, sofern man in die entoptische Wahrnehmung auch alle dicht vor unserem Auge gelegenen Gegenstände einbegreift, welche nach den elementaren Linsengesetzen auf unserer Netzhaut nicht abgebildet, sondern nur durch den Schatten, welchen sie werfen, wahrgenommen werden können; wie man ja auch z. B. die ausserhalb des Auges auf der Hornhaut schwimmenden Schleimteilchen hierzu rechnet.

Aus der Ähnlichkeit der beiden Dreiecke, Fig. 15, mit den Grundlinien s und y und dem gemeinsamen Scheitel in F folgt, wenn wir die Entfernung $Fy = e$ und $Fs = d$ setzen:

$$\frac{y}{e} = \frac{s}{d},$$

$$y = \frac{s}{d} \cdot e;$$

d. h. der absolute Wert von y ist proportional dem Verhältnis der absoluten Grösse des sichelförmigen Teils s des abblendenden Diaphragma zur absoluten Grösse der Entfernung des gesuchten Lichtfokus F vom Diaphragma, multipliziert mit irgend einer konstanten messbaren Grösse e. Oder mit anderen Worten: die absolute Grösse des Schattens y ist proportional der absoluten Grösse des abgeblendeten Teils s jenes Lichtkegels und umgekehrt proportional der Entfernung des gesuchten Lichtfokus F vom Diaphragma S. Oder: der Schatten y in der Beobachternetzhaut schreitet proportional der Abblendung des Lichtkegelquerschnitts an s vorwärts; er wandert in der Zeiteinheit um so schneller, je kleiner die Entfernung d wird und umgekehrt um so langsamer, je weiter F sich entfernt.

[1]) H. Wolff, Die entoptische Skiaskopietheorie, Berlin 1905, Verlag S. Karger. S. 20—23.

Ist ferner d, wie in Fig. 15, eine in der Achse rechts vom gesuchten Fokus F abgetragene Strecke, so ist der Wert von

$$y = + \frac{s}{d} \cdot e,$$

positiv, d. h. der Schatten y liegt im Raum oberhalb der Achse. Wird d negativ, weil der Augenspiegel S jetzt links vom Fernpunkt F steht

$$d = - d,$$

$$y = - \frac{s}{d} \cdot e,$$

so bekommt der Schatten y einen negativen Wert, d. h. er liegt unterhalb der Achse. Wenn der Spiegel S genau im Fernpunkt steht, so wird

$$d = 0$$

$$y = \pm \infty;$$

d. h. es herrscht gleichmässige Dunkelheit. Dies wäre der spezielle Ausdruck meiner entoptischen Skiaskopietheorie.

Man kann dasselbe, analog unserer ursprünglichen Auffassung von der primären Rolle, welche das Augenspiegeldiaphragma bei der Abbildung der skiaskopischen Phänomene spielt, allgemeiner fassen; zumal man nach der Versuchsanordnung der Fig. 15 die im Beobachterauge stattfindende Lichtbrechung vernachlässigen darf (vgl. oben).

Sei, in Fig. 15, m der Mittelpunkt der untersuchten Pupille PP_1 und bezeichne $R = mP_1 = mP$ den Radius der Pupille, r den Fernpunktabstand, so ist in den ähnlichen Dreiecken mit den Basen R und s und dem gemeinsamen Scheiteln in F:

$$\frac{R}{s} = \frac{r}{d}.$$

Hier ist wiederum allgemein das Verhältnis einer Hälfte des von F ausstrahlenden Lichtkegels zu einer Pupillenhälfte ausgedrückt durch das Verhältnis der Entfernungen des gesuchten Fernpunkts von der beobachteten Pupille, bezw. vom Augenspiegelloch. Da, in Fig. 15, r links vom gesuchten Punkte F abgetragen ist, so ist:

$$r = -r$$

$$\frac{R}{s} = -\frac{r}{d}$$

d. h. die abgeblendete Hälfte s des Lichtkegels erhält ihr Licht aus der gegenüberliegenden Hälfte der untersuchten Pupille; letztere ist demnach für das System dunkel. Liegt der Augenspiegel S links vom Fernpunkt, so wird:

$$d = -d$$

$$\frac{R}{s} = \frac{-r}{-d} = +\frac{r}{d}$$

d. h. die abgeblendete Lichtkegelhälfte erborgt ihr Licht aus der gleichseitigen Pupillenhälfte. Wird

$$d = 0,$$

$$R = \pm \infty;$$

d. h. das abgeblendete Licht hat seine Herkunft aus beiden Pupillenhälften; die Pupille PP_1 ist für das System dunkel.

Dadurch, dass, zwecks bequemerer Untersuchung, partiell korrigierende Glaslinsen dicht vor das beobachtete Auge gesetzt werden, wird, zumal diese genau wie dessen Hornhaut ein virtuelles Bild der beobachteten Pupille entwerfen, nichts wesentliches geändert.

Die Frage nach dem Nullpunkt der Messung ist auch von praktischer Bedeutung. Über die Entfernung, in welcher der Augenspiegel vor dem Beobachterauge gewöhnlich gehalten wird, kann man sich selbst, zumal im Dunkelzimmer, keine Rechenschaft geben. Man kann aber oft genug sehen, dass der Spiegel, weil die Lichtquelle unbequem steht, weit, mindestens 2—3 cm vom Auge entfernt gehalten wird. Untersucht man auf stabile Distanz von 1 m, so würde der Unterschied, ob vom Augenspiegel oder von der Beobachterpupille ab zu messen ist, wenn ihre Differenz also 3 cm beträgt, nur einen geringen Fehler von $^1/_{30}$ Dioptr. betragen.

Untersucht man auf die durchschnittliche labile Entfernung von etwa 33 cm, so würde der Fehler = 0,25 Dioptr. betragen; bei weiterer An-

näherung bis auf 20 cm an das beobachtete Auge = 0,75 Dioptr. Diese Fehler sind erheblich, zumal, wie ich zeigen konnte, unter entsprechender Einrichtung der Versuchsanordnung, die labile Untersuchungsmethode der Skiaskopie eine Genauigkeit auf mindestens 0,25 Dioptr., wenn man will, auf Zehntel-Dioptrien, gestattet. —

Vorstehende Betrachtungen werden, wie ich hoffe, zur Klarstellung der im System der Skiaskopie stetig wechselnden, von einander grundverschiedenen physikalischen Voraussetzungen und somit zur erstmaligen Feststellung und näherungsweisen Beantwortung einer Reihe der wichtigsten, darin gelegenen Fragestellungen beitragen, deren ausführlichere Erörterung spätererer Bearbeitung überlassen bleibt. Ferner aber werden sie der labilen Skiaskopie als Untersuchungsmethode einen neuen objektiven Wert hinzufügen vor allen Refraktionsbestimmungsmethoden, welche jemals ersonnen werden können; als einer Methode, welche gestattet, den Zeitpunkt zu messen, wo das individuell schärfste Bild eines Sehobjekts (Augenspiegelloch) in der Netzhaut eines ametropischen, akkommodationsruhigen Auges entsteht, was vordem nur durch die subjektive Sehprüfung ermittelt wurde, und ohne Rücksicht auf die subjektive Sehschärfe und optische Einstellung des Beobachters.

Ist nun eine Methode vom Standpunkte der Theorie aus exakt, so muss nicht ohne weiteres dasselbe von ihrer praktischen Ausführung gelten. Wir sind im vorstehenden auf das verschiedentlichste darauf zurückgekommen, auf welche Weise letztere mit der Theorie in Einklang gebracht wird.

§ 17.

istorisches. Cuignet (1873), der Erfinder der Methode, verlegte Sitz und Ursache der Erscheinungen in die Hornhaut des untersuchten Auges. Er beobachtete mit einem Konkavspiegel und auf immobile Distanz.

Landolt (vergleiche Untersuchungsmethoden [1904], § 72. Handb. v. Graefe-Saemisch) hat dargelegt, dass, was Cuignet in die Horn-

haut verlegte, im Augengrunde vorgehe und dass der Richtungswechsel der Erscheinungen von der wechselnden Lage des ophthalmoskopisch beleuchteten (im Fernpunkte des untersuchten Auges entworfenen) umgekehrten Augengrundbildes vor bezw. hinter dem Kopfe des Beobachters abhänge. Landolts Theorie wurde kurz durch Dr. Mengin (1878, Rec. d'O., S. 122) und ausführlicher durch Parent (1880, Rec. d'O., S. 65, 424; 1882, S. 216; Festschrift f. H. v. Helmholtz 1891, S. 47; Arch. d'O. 1891; Soc. franç. d'O. 1895) und durch Landolt selbst in de Wecker et Landolt, Traité d'Ophtalmologie (1887) T. III, sowie neuerdings (1904 l. c., Handbuch v. Graefe-Saemisch) veröffentlicht.

Chibret (1882, Annal. d'Ocul. T. 88, p. 328) führte die Anwendung eines Planspiegels und die Untersuchung auf bewegliche Distanz ein. »Man soll sich aus grösserer Entfernung dem Auge langsam nähern, bis die Richtung der Bewegung des beleuchteten Bezirks nicht mehr festzustellen ist. Dann befindet man sich im Fernpunkt des Auges. Man soll denselben bis auf 2 cm genau bestimmen können« (Jahresb. f. Ophth., Bd. 13, S. 217).

Leroy (1887, Rev. gén. d'Opht., p. 297) hat zuerst ausgesprochen, dass der Richtungswechsel in der Ebene der Arztiris bezw. des vikariierenden Augenspiegeldiaphragma stattfände.

Leroy gab folgendes Experiment zur Veranschaulichung dieser Ansicht an. Er beklebte eine Glasplatte mit einem Papier, in welches mit einer Stecknadel ein sehr feines Sehloch gestochen war; durch dieses betrachtete er ein von einer Konvexlinse in der Luft entworfenes Bild einer Flamme. »Wenn man sich nähert, bemerkt man, dass die Stellung, bei welcher der Umschlag stattfindet, dieselbe ist, an welcher das Flammenbild auf dem Papier erscheint.« Wir haben oben (§ 16) nachgewiesen, dass es sich bei diesem Versuch um die Bildentstehung des weissen Lichts durch Beugung an der runden, lichten Öffnung des Papierdiaphragma handelt; da letztere kleiner ist als die Öffnung der verwendeten Lichtkegel. Wir haben ferner gezeigt, dass ein derartiger Richtungswechsel (der Abbildung des

weissen Lichtes, infolge Umschlags der Einfallswinkel) in einem, wenige Millimeter betragenden, Intervall an der Ebene des vikariierenden Diaphragma nur für sehr weite Lichtbüschel und sehr enge Blendenöffnungen gültig ist; dass umgekehrt, bei Annahme richtiger Öffnungsverhältnisse, wie sie im System der Skiaskopie vorkommen, jenes Intervall von beträchtlicher bis zu unendlicher Grösse wächst. Die skiaskopische Linsenprobe von Leroy ist daher auf die Skiaskopie nicht übertragbar und nicht beweisend.

In den schematischen Figuren Leroys zeigen die verwendeten Lichtkegel überall eine weitere Öffnung als die Blende, wobei, wie wir zeigten, es sich um die Bildentstehung des weissen Lichts durch Beugung handelt.

Es ist daher nicht einzusehen, wie Leroy von einem Iris- bezw. Diaphragmaschatten schlechthin sprechen konnte. Die Ursache hiervon ist in der Nichtbeachtung der Öffnungsverhältnisse zu suchen, welche, wie wir sahen, für die Definitionen und Verwirklichungsweisen der Erscheinungen grundlegend werden.

Es ist vom Standpunkt der physischen und geometrischen Optik nicht dasselbe, ob der geometrische Diaphragma- oder Arztirisschatten auf der Beobachternetzhaut in seiner lichten Öffnung ein Augengrundbild (im Rahmen des Bildes der beobachteten Iris) oder nur ein Bild der leuchtenden Pupille umschliesst. Denn im ersten Falle handelt es sich um Schnittpunkte kohärenter Lichtstrahlen, ausserdem ist die Bewegung des Lichtbildes innerhalb des Gesichtsfeldes an sich die Hauptsache, und die Bewegung des ihr (notwendig folgenden geometrischen) Diaphragmaschattens ist der Lichtbewegung proportional. Im zweiten, für die Skiaskopie charakteristischen Falle handelt es sich um zufällige Schnittpunkte inkohärenter Lichtstrahlen, ferner ist die Lichtbewegung an sich ohne Wirkung, und der Schatten tritt als eine späte Folge nur dadurch ein, dass der letzte Lichtpunkt das Gesichtsfeld verlässt. Mit anderen Worten: im ersten Falle ist die Wirkung der Bewegung des Lichtbildes dieselbe, ob Blenden im System vorhanden sind oder nicht. Im zweiten Falle wird die Lichtbewegung erst durch die Einschaltung einer Blende wirksam. Das vom Beobachterauge entworfene

Bild des Gesichtsfeldbildes liegt im ersten Fall in oder an der Beobachternetzhaut, im letzten von der positiven oder negativen Unendlichkeit bis zu den Kardinalpunkten des Beobachterauges (§§ 12a, 16), d. h. dicht neben dem (vom beobachteten Auge entworfenen) Gesichtsfeldbilde.

Ob man vom Standpunkte, den Leroy in Wirklichkeit einnahm, die Bildentstehung des weissen Lichts oder die begleitende Schattenbildung betont, was Leroy zum Gegenstande einer Polemik gegen Landolt gemacht hat, ist daher für den von Leroy angestrebten Zweck, nämlich die Auffindung eines bestimmten Querschnitts im System, in welchem der Richtungswechsel vor sich geht, gleichgültig. Denn von diesem Ausgangspunkt wird der gesuchte Querschnitt nicht gefunden, weil die betreffende Blende infolge der Axenverschiebung des Fernpunkts ihren Charakter als Eintrittspupille verliert und zur Gesichtsfeldblende wird.

Ferner kommt Leroy nicht über die Schwierigkeit der Konkurrenz beider Pupillen (Spiegelloch, Beobachterpupille) hinweg, denn er sagt ausdrücklich, dass der skiaskopische Schatten aufgefasst werden könne als der Schatten der Beobachteriris, entworfen auf die beobachtete Pupille. Wir haben oben (§ 16) nachgewiesen, dass eine Konkurrenz der beiden Pupillen nicht eintritt, weil der Richtungswechsel der Erscheinungen a priori an das eine, lichtspendende Diaphragma (Augenspiegelbelag), ungeachtet der Grösse seiner lichten Öffnung, unlösbar gekettet ist.

Leroy machte ferner die, später allgemein übernommene, Supposition, dass die Beobachternetzhaut Licht reflektiere und demnach die Beobachterpupille, der einzige nicht leuchtende Gegenstand des Systems, als Lichtquelle fungiere. Diese Annahme einer konstanten Beleuchtung hat zu einer Trübung der Beobachtungstatsachen geführt, nämlich zu der allgemein übernommenen irrtümlichen Beschreibung, dass am abzumessenden Fernpunkt die beobachtete Pupille sich abwechselnd leuchtend und dunkel zeige und demzufolge zur Nichtbeachtung des in Wirklichkeit sich produzierenden Phänomens der grauen Scheibe, welche man vielmehr als eine Art Störenfried aus der Beobachtung zu eliminieren suchte. Wir haben gesehen,

dass für das System die Strahlenkegel, welche das direkte, umgekehrte Augengrundbild erzeugen, sich allmählich verdunkeln, je mehr sich letzteres dem dunklen Augenspiegelloch annähert und somit alles Licht aus dem System verschwindet; dies führte uns zu der Lehre von der zentralen grauen Scheibe (vgl. §§ 2, 8—10; Tafeln II—IV).

Die »mathematische Begründung der Iristheorie« von Rüppel (1892, Arch. f. Ophth., Bd. XXXVIII, 2), welche den Beweis des Richtungswechsels sowohl für die Arztiris, als auch für das Spiegeldiaphragma zum Ziele hat, kommt ebenfalls über die Schwierigkeit der Pupillenkonkurrenz nicht hinweg; ist aber auch sonst nicht einwandfrei. So wird durchweg bewiesen, dass, wenn ein Punkt des, vor der Beobachteriris gelegenen, Fernpunktbildes sich innerhalb des Pupillarbereiches achsensenkrecht von einem Pupillenrande zum gegenüberliegenden bewegt, wobei das Fernpunktbild »vom Rande her verdunkelt wird«, der Zerstreuungskreis jenes Punktes in der Beobachternetzhaut sich in entgegengesetzter Richtung verbreitere, wodurch der gegenläufige Schatten entstehe. Ebenso verbreitere sich, wenn der Fernpunkt nahe hinter der Arztiris liege, wodurch das Fernpunktbild virtuell werde, der Zerstreuungskreis in der Beobachternetzhaut in synonymer Richtung, wodurch der mitläufige Schatten entstehe.

Rüppel unterscheidet drei Stadien. Das erste, eben genannte, ist unexakt. Das zweite existiert nicht, da die Zentralzone, wie gezeigt, lichtlos bezw. die dem Spiegellochrande adhärierende Lichtbewegung nicht achsensenkrecht, sondern achsenkonzentrisch ist. Das dritte ist im Beginne mit der Bewegung der grauen Scheibe, was Rüppel übersah, und endlich, im Anschluss hieran, mit dem skiaskopischen Schatten identisch. Auf letzteres legt aber Rüppel keinen Wert, denn er erklärt ausdrücklich, dass der Schatten am Ende der ersten und im Beginne der dritten Phase am deutlichsten erkennbar sei.

Überhaupt bezieht sich Rüppels Beweisführung seltsamerweise lediglich auf die Grössenzunahme des genannten Zerstreuungskreises in

der Beobachternetzhaut (l. c.: »m« bezw. »n«) infolge Abnahme der Achsendistanz (»z«) eines Lichtpunktes, während umgekehrt infolge Zunahme der Achsendistanz jenes, im Sinne der Lichtbewegung, letzten Leuchtpunktes das Phänomen erzeugt wird.

Aus meinen Arbeiten wird ersichtlich, welche wesentliche Rolle der Wechsel des Öffnungsverhältnisses der abbildenden Lichtkegel im System der Skiaskopie spielt:

Aus ihm beantwortet sich die Frage nach den wechselnden physikalischen Voraussetzungen der Naturvorgänge: ob Bildentstehung des weissen Lichts oder Schattenbildung, je nachdem die abbildenden Lichtkegel die lichte Öffnung des Augenspiegeldiaphragma noch voll oder nur mehr teilweise ausfüllen. Es ergibt sich hieraus, dass die Abbildung des weissen Lichts primär durch die runde, lichte Öffnung des Spiegeldiaphragma stattfindet und durch das dahinter befindliche Beobachterauge nur sekundär modifiziert wird. Aber auf diesem Wege (der Bildentstehung) gelangt man nicht zur Auffindung eines neutralen Querschnitts.

Aus ihm ergibt sich als eine notwendige, gleichsam von selbst entstehende Folge, ob in der Ebene der beobachteten Pupille gleichzeitig mit den Schatten nur das Augenleuchten oder ein verschwommenes Bild der Netzhaut erscheint, gleichgültig, ob das Beobachterauge auf das Luftbild der Netzhaut oder (vielmehr) auf die beobachtete Pupille eingestellt wird. Worauf der Beobachter akkommodiert, ist hierbei nebensächlich. Diese letztere, von Leroy diskutierte, Frage konnte an dem durch Landolt eruierten ursächlichen Zusammenhang der Erscheinungen mit dem Netzhautbilde des untersuchten Auges nichts ändern; wie schon Monoyer (Rev. gén. d'Opht. 1888) betonte.

Aus ihm berechnet sich die (beträchtliche) Länge des mittleren, charakteristischen Stadiums der (entoptischen) Schattenbildung und erklärt sich innerhalb desselben die Theorie der neutralen Strecke (Fokustiefe bezw. Brennstrecke). Diese führt zu dem Vorschlag, die Stelle der beginnenden Gegenläufigkeit (»physiologischer Fernpunkt«) abzumessen;

wodurch ein in der Methode gelegener Beobachtungsfehler (von 0,5—1 Dioptrie) eliminiert wird.

Hieraus folgt, dass das »Sehen der Netzhaut im Zerstreuungsbilde« nebensächlich und die Hauptsache ist, dass das beobachtete Auge das Augenspiegeldiaphragma, bezw. dessen runde lichte Öffnung, im Zerstreuungsbilde sieht. Dies führt zur Theorie des stetig wechselnden skiaskopischen Gesichtsfeldes (Zerstreuungsbildes des Spiegellochs) und der steten Inkonstanz der Beleuchtung, sowie zur Theorie der grauen zentralen Scheibe.

So wurde ersichtlich, dass, gleichviel, ob man von der Bildentstehung des weissen Lichts oder von der Schattenerzeugung ausgeht, der Richtungswechsel der Erscheinungen κατ' ἐξοχήν an die Ebene des Spiegeldiaphragma geknüpft ist, weil diese Blende zugleich die Lichtquelle des Systems ist und daher eine Konkurrenz zwischen Augenspiegel und Beobachteriris zugunsten der ersteren nicht eintreten kann.

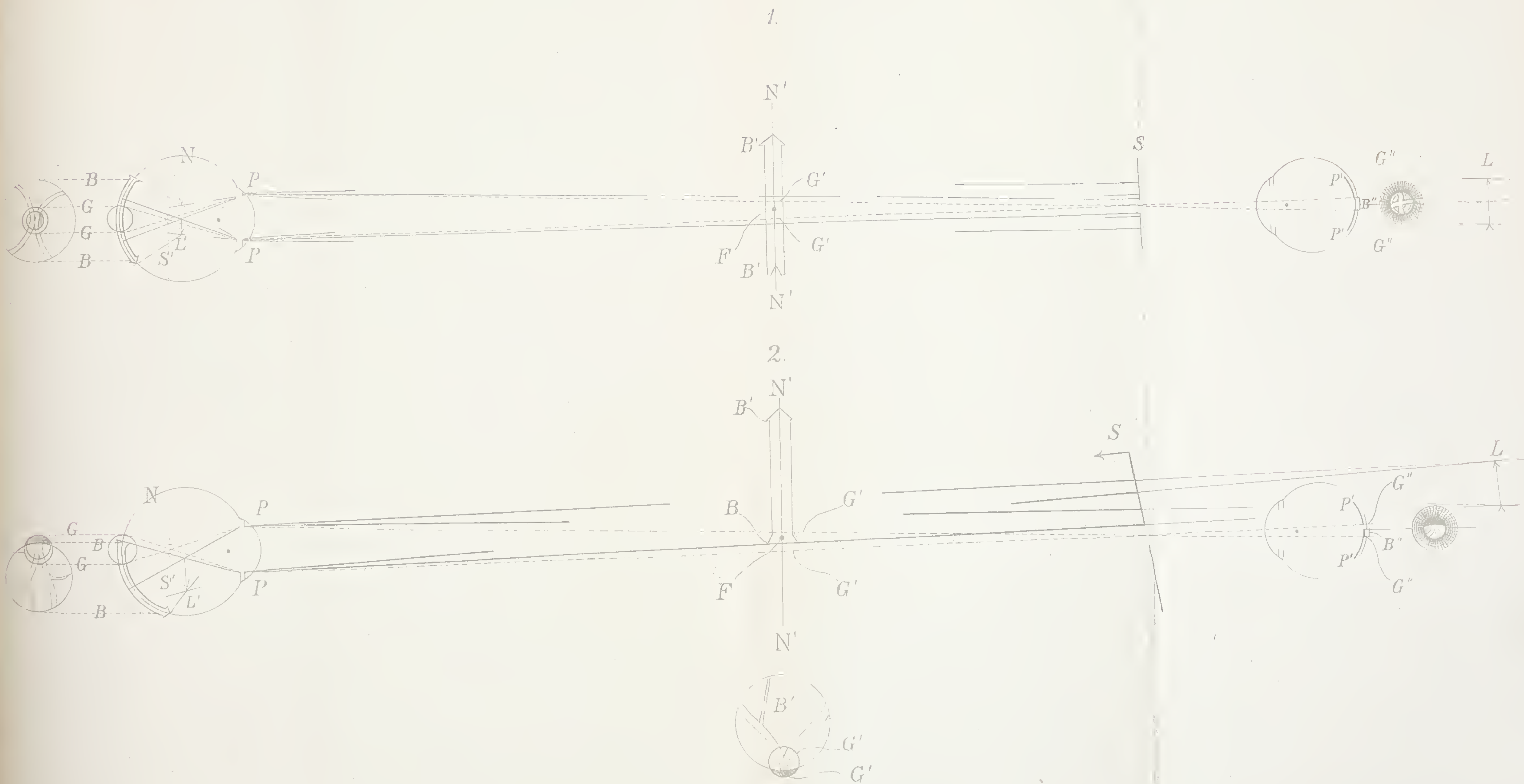
Hieraus wurde klar, dass die neutrale Stelle oder Strecke ihrer Natur nach identisch ist mit dem Verschwinden des (regulären) Lichts aus dem System bezw. Ausweichen der achsensenkrechten in eine (um das System herum) achsenkonzentrische (daher nicht bemerkbare) Lichtbewegung.

So ergibt sich eine neue Bewertung der labilen Skiaskopie, als einer Untersuchungsmethode, durch welche der Moment eruiert wird, in welchem das individuell schärfste Bild eines Gegenstandes der Aussenwelt (Spiegelloch) auf der Netzhaut des untersuchten (akkommodationsruhigen) Auges entsteht; gleichsam als objektiven Teils der subjektiven Sehprüfung, welch letztere uns nur mehr Aufschluss über die Fähigkeit der Netzhaut geben kann, das objektiv vorherbestimmte individuell schärfste Bild aufzufassen.

So kommt man fernerhin zu einer naturgetreuen synthetischen Darstellung der im System der Skiaskopie sichtbaren Phänomene.

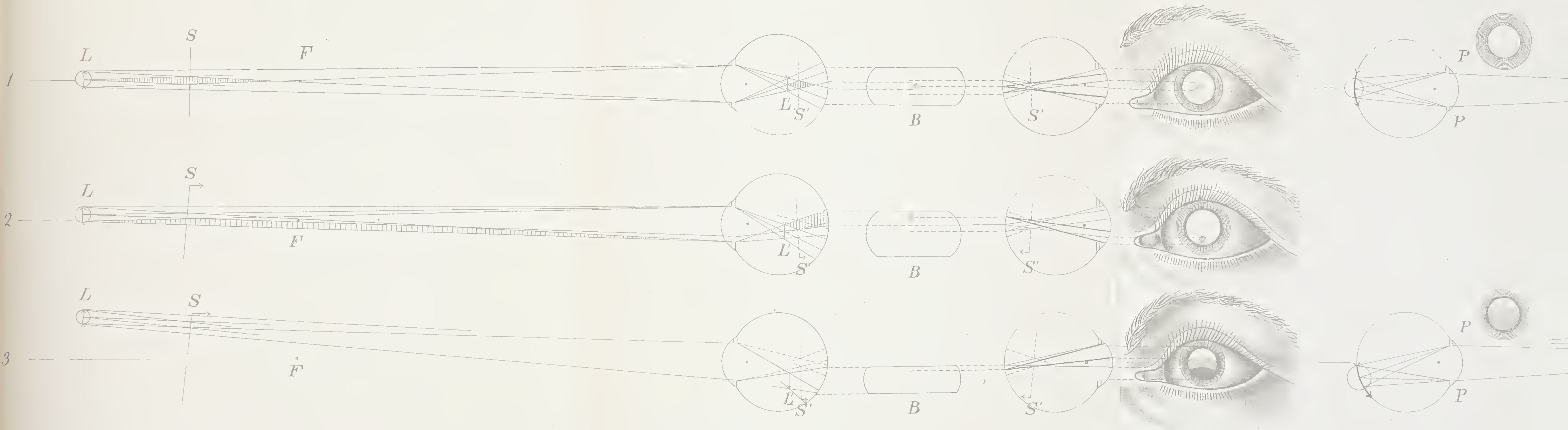
Aus der Theorie der astigmatischen Abbildung des Spiegellochs im beobachteten Auge bezw. der astigmatischen Lichtkegel in der Luft am Augenspiegel ergab sich dann ferner die Theorie der schrägen Schatten-

begrenzung bezw. des, jede Abmessung verhindernden, Phänomens der Schattendrehung bei schrägachsigem Astigmatismus und deren Elimination, was zur Einführung der drehbaren linearen Lichtquelle und zur Konstruktion meines elektrischen Skiaskopophthalmometers führte. Hierdurch wurde die objektive Eruierung der Refraktion bezw. des Astigmatismus mit einer Genauigkeit von ca. $^1/_4$ Dioptrien und der Achsenstellung auf ca. 1^0 genau ermöglicht; eine Genauigkeit, welche bisher nicht bekannt war bezw. die Ergebnisse des genauesten hierfür bekannten, auf anderen wissenschaftlichen Grundlagen beruhenden Instruments, des Javal-Ophthalmometers, weit übertrifft.

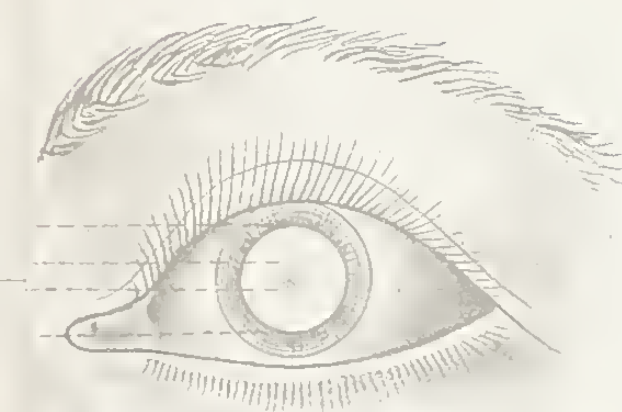

1.
N'
B'
G'
F
G'
B'
N'
S
G''
L
P'
B''
P'
G''
B
G
G
B
N
P
L
S'
P
2.
N'
B'
S
L
N
P
G'
B
G''
P'
G
B
G
S'
L'
P
F
G'
B''
P'
G''
N'
B'
G'
G'

S.Karger

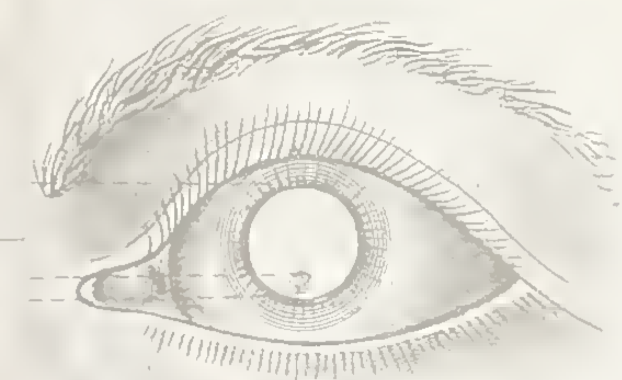

ROYAL LONDON
OPHTHALMIC
HOSPITAL



Verlag von S. Karger in Berlin NW 6







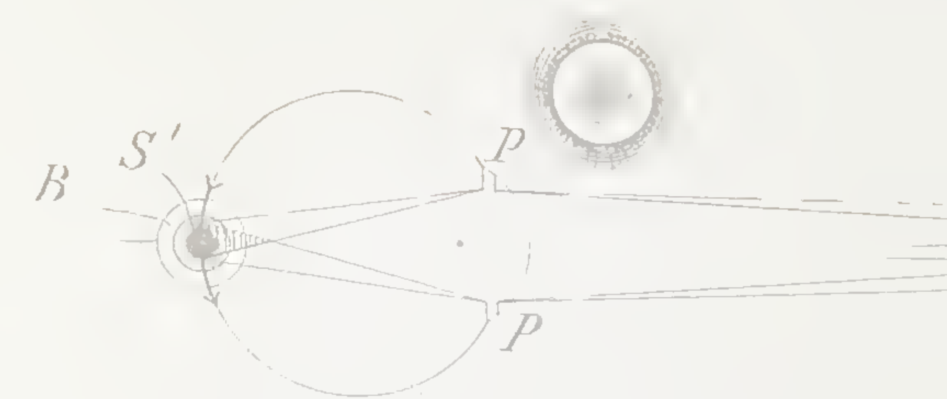




Verlag von S. Karger in Berlin NW 6

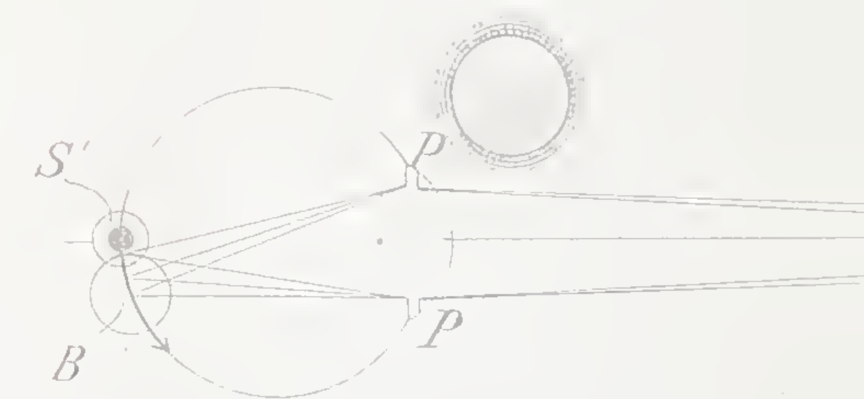
1

L S F L' S' B S'



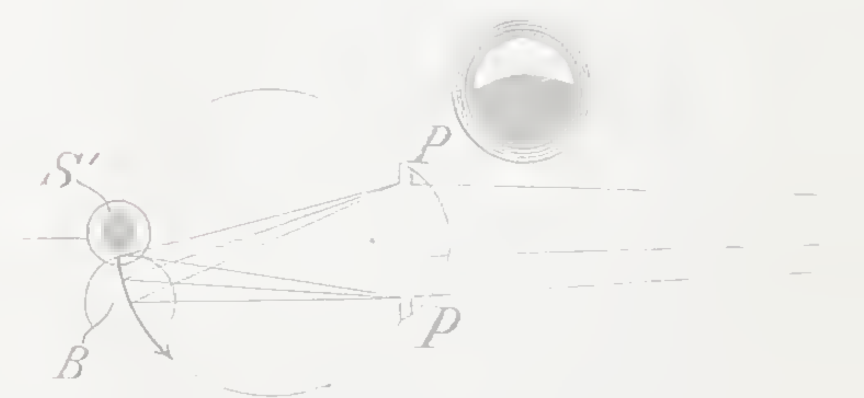
2

L S F L' S' B S'

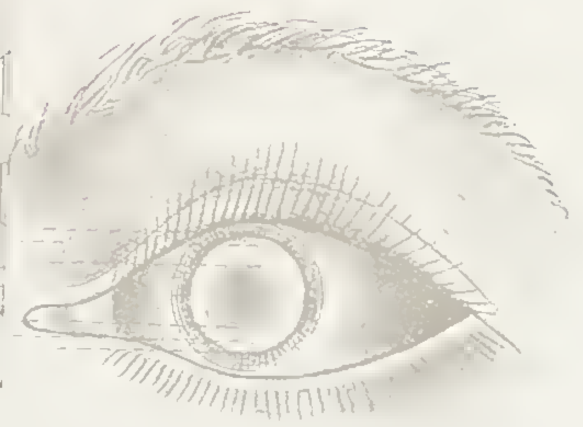


3

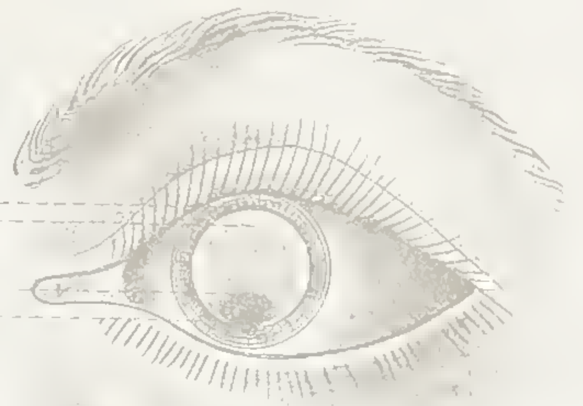
L S F L' S' B S'



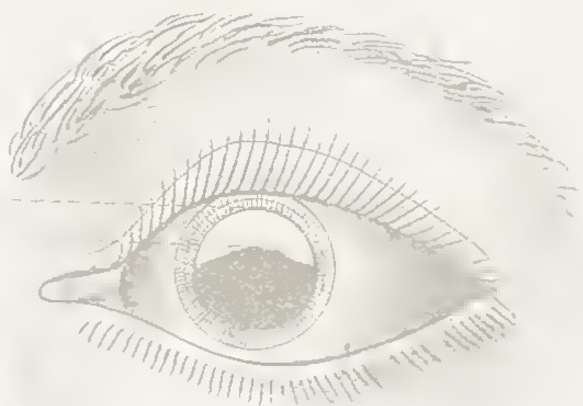
S. Karger











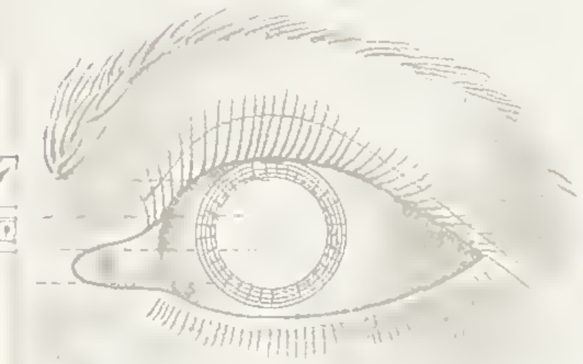


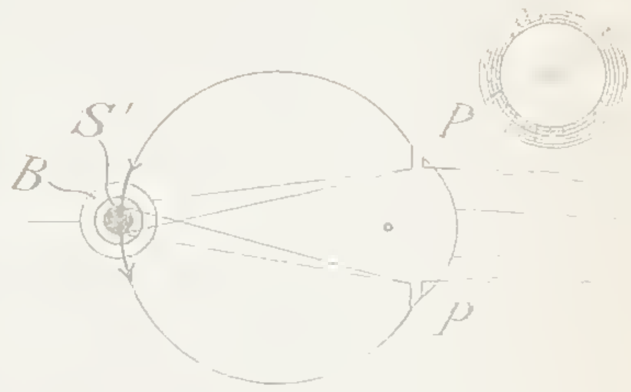
S. Karger NW6

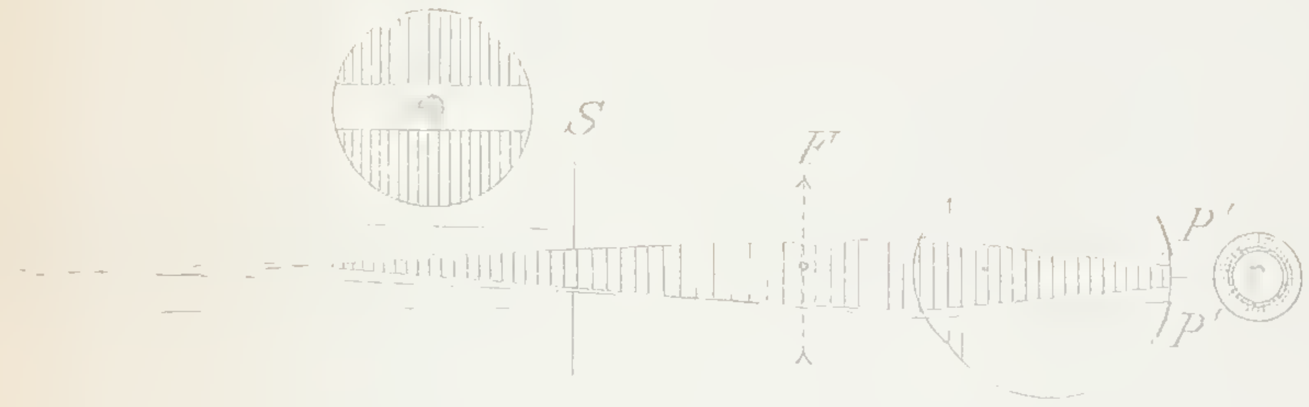
Thomas Lith. Inst.



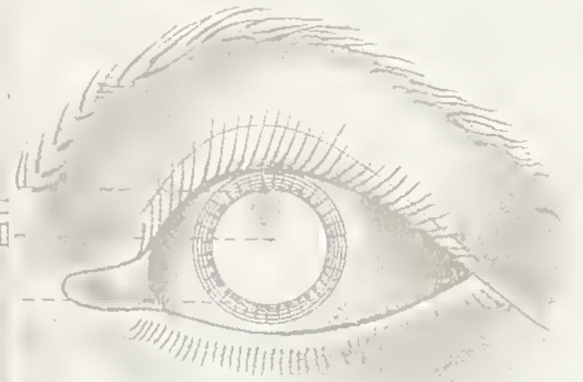
S.Karger



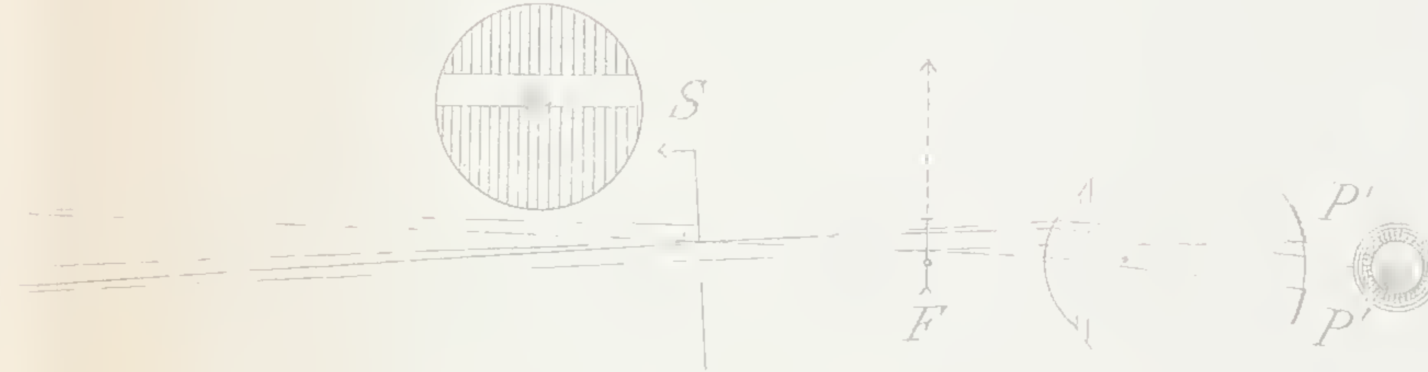




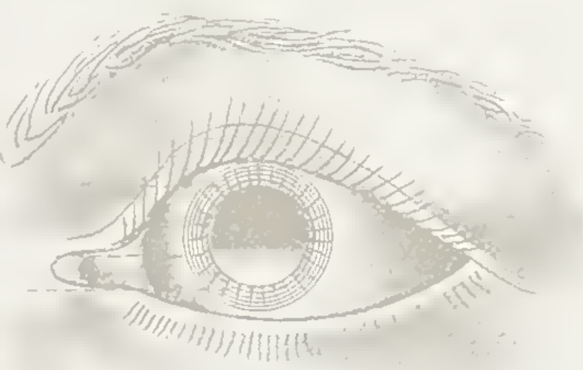
1 a







2 a

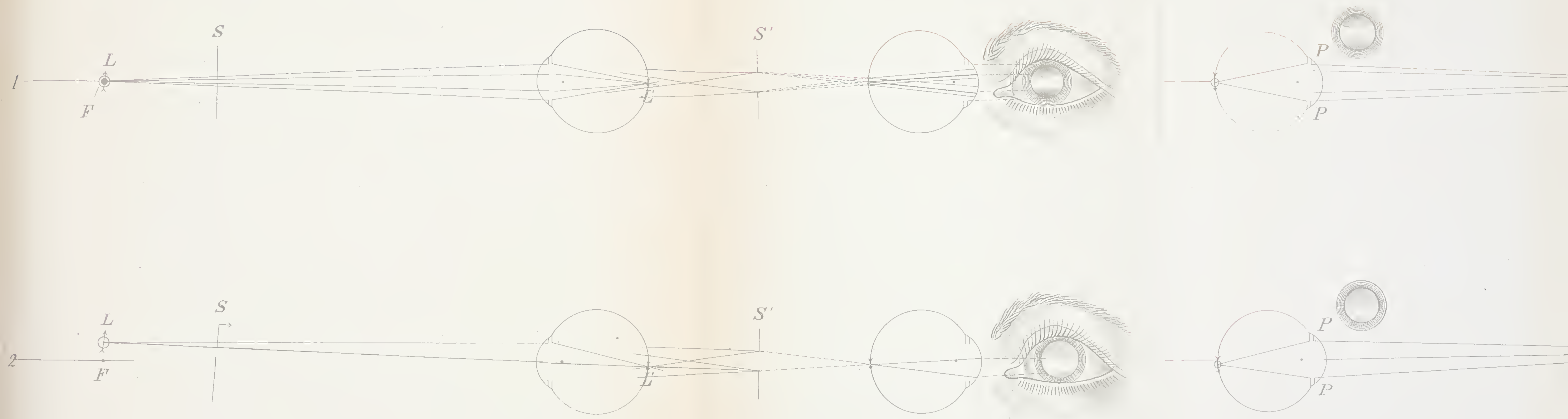






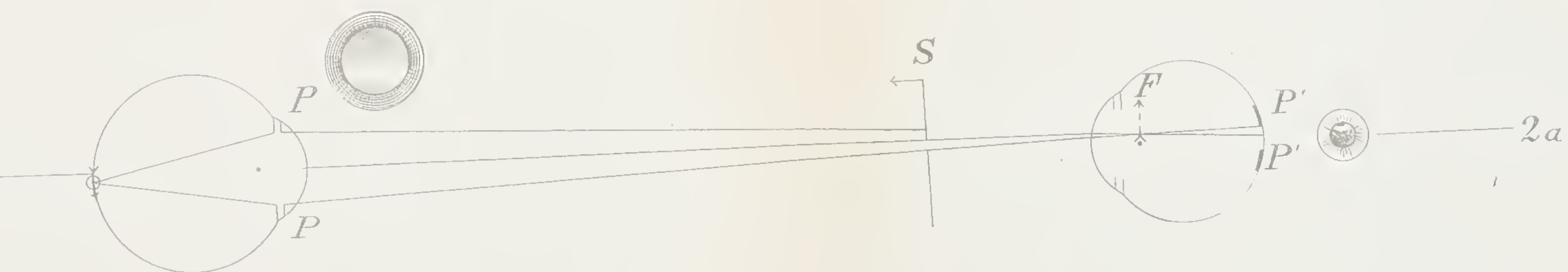
3 a

S. Karger



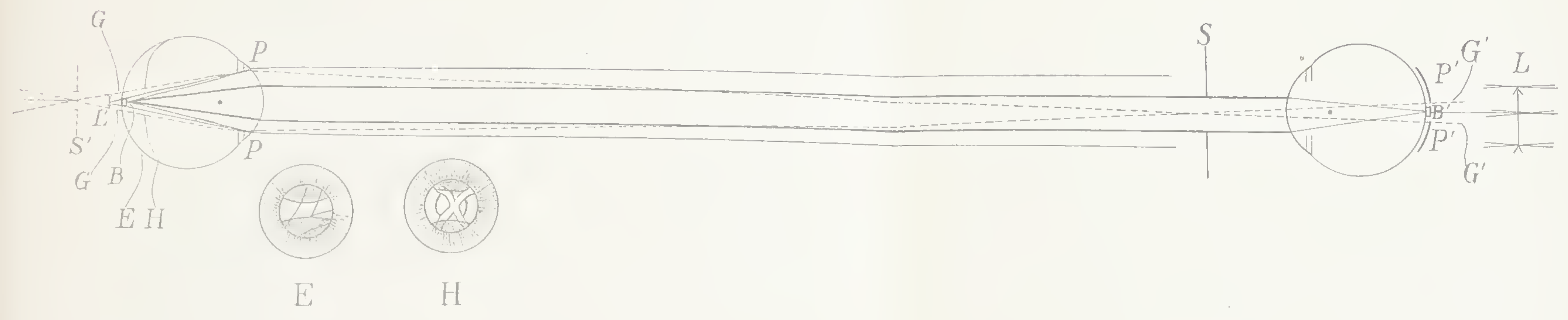
Verlag von S. Karger



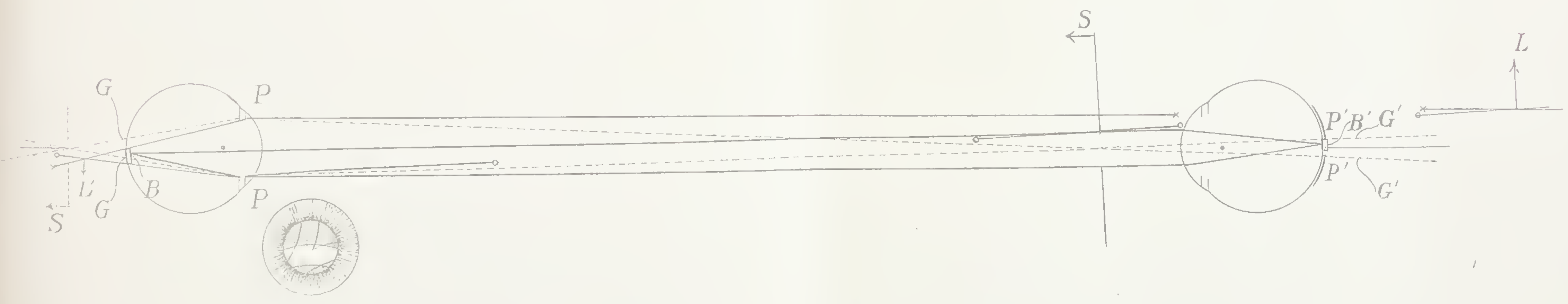


L. Thomas, Lith. Inst. Berlin

1.



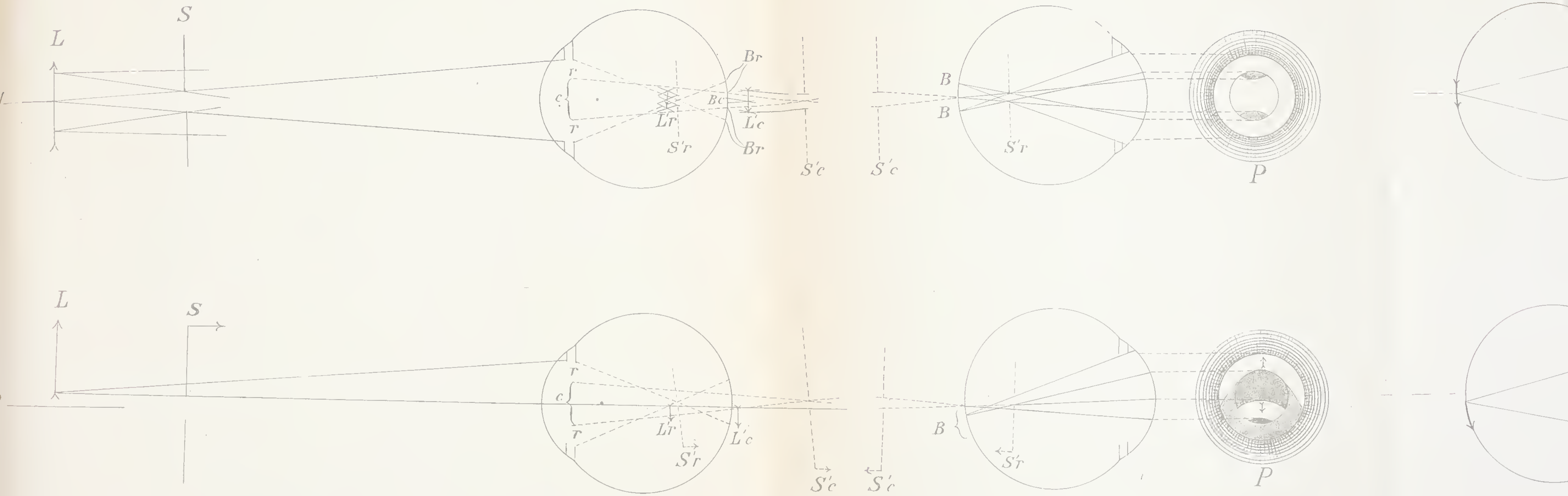
2.



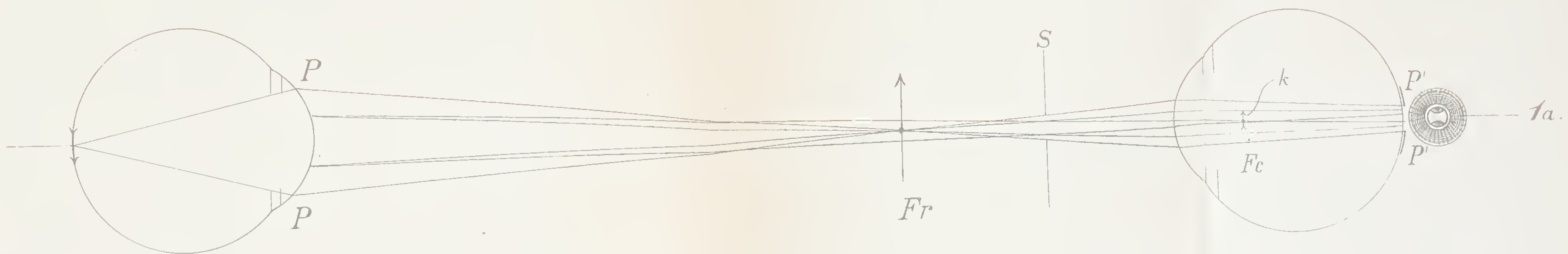
L. J. Thomas, Lith. Inst. Berlin S53

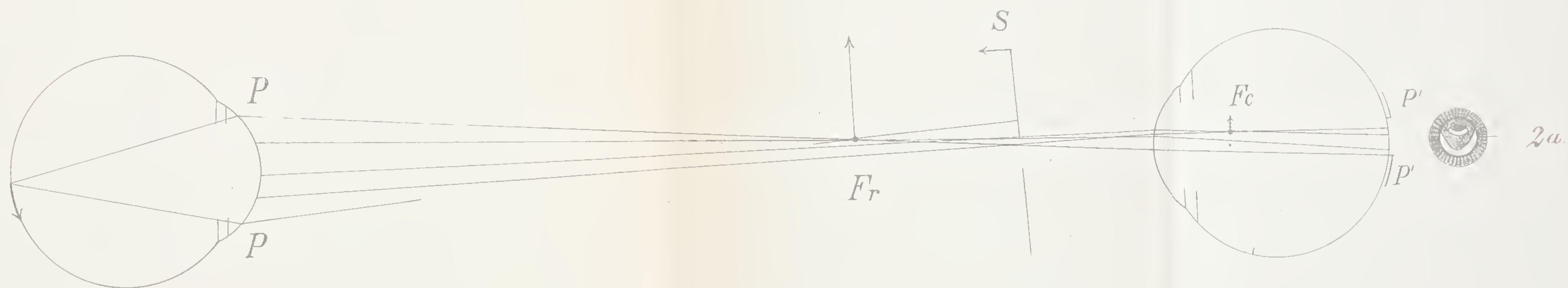
Verlag von S. Karger in Berlin NW6

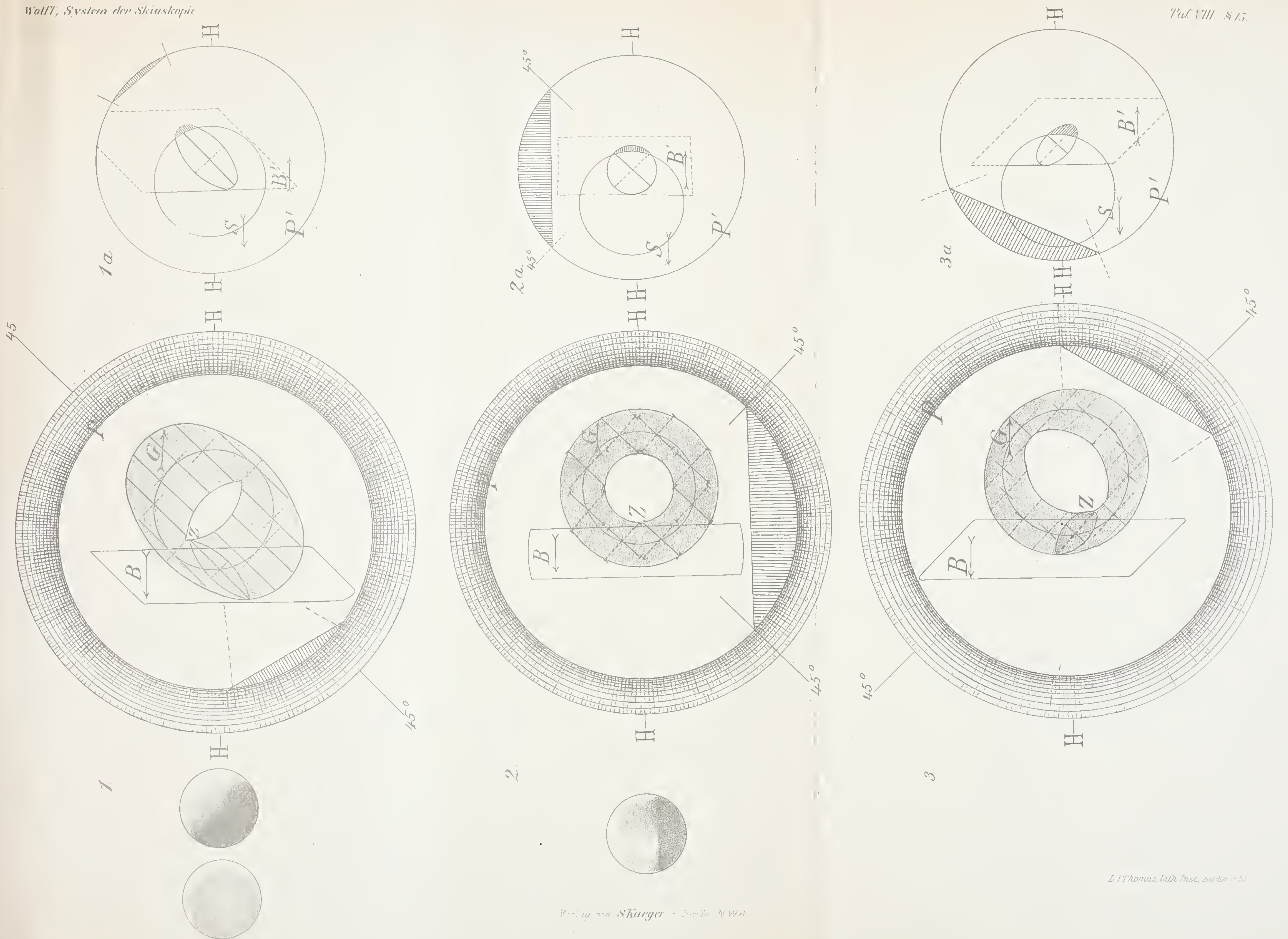




Verlag von S.Karger in Berlin NW6


P
P
S
k
P'
P'
Fc
Fr
1a.


S
P
Fc
P'
2a.
P'
Fr
P



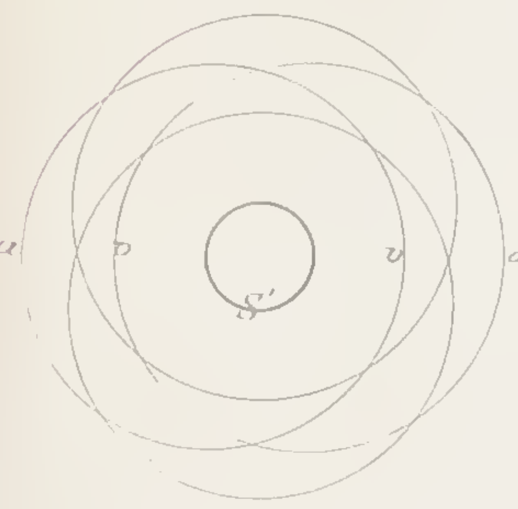
Verlag von S.Karger · Berlin NW.6

L.J.Thomas, Lith. Inst. Berlin S.53

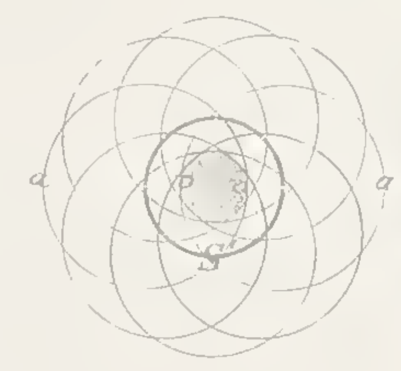
Gesichtsfeld und Beleuchtung (damit identisch) in fünfzigfacher Vergrößerung.

I Myopisches umgekehrtes Bild (§ 6, Taf. I); ophthalmoskopisches Gesichtsfeld.
II Intermediäre gegenläufige Phase, (§ 7, Taf. II).
III, IIIa Entoptisches Stadium (§ 8–10, Taf. III u. IV), skiaskopisches Gesichtsfeld.
IV Intermediäre mitläufige Phase, (§ 11, Taf. V).
V Myopisches aufrechtes Bild (§ 12, Taf. VI).
VI u. VII Hypermetropisches und emmetropisches aufrechtes Bild, bei gleicher Untersuchungsdistanz wie in V } ophthalmoskopisches Gesichtsfeld.

S' Projektion des Spiegellochbildes auf die Netzhaut des untersuchten Auges; vom Mittelpunkt der Pupille (s. unten links) Ort aller Mittelpunkte der Zerstreuungskreise. v v Zone der vollen Apertur. v a Zone der abnehmenden Apertur. S' kann auch in Fig. I–III vor, in Fig. IIIa–VI hinter der Papierebene liegend gedacht werden.



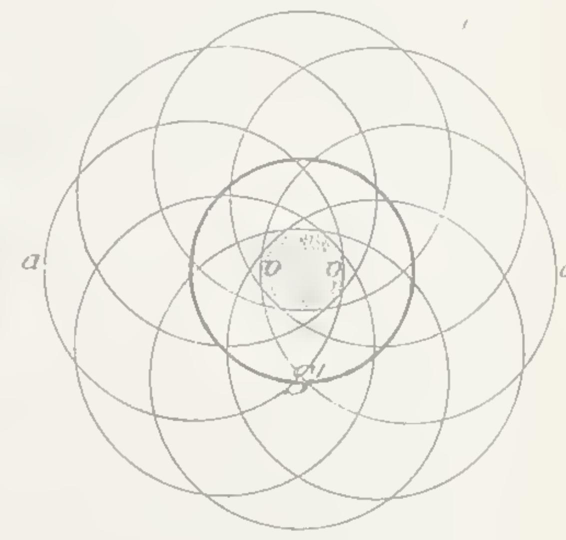
I.



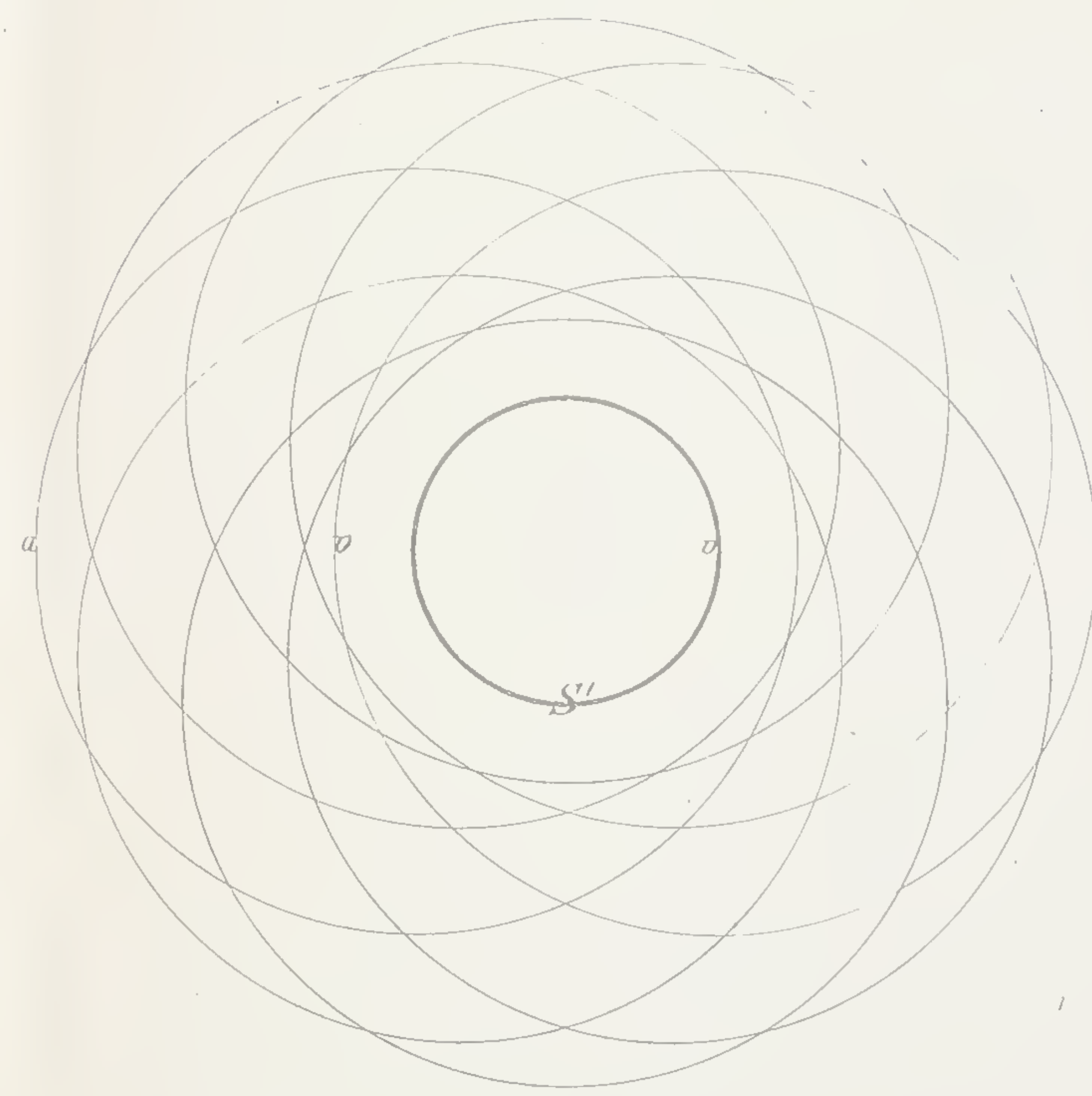
II.



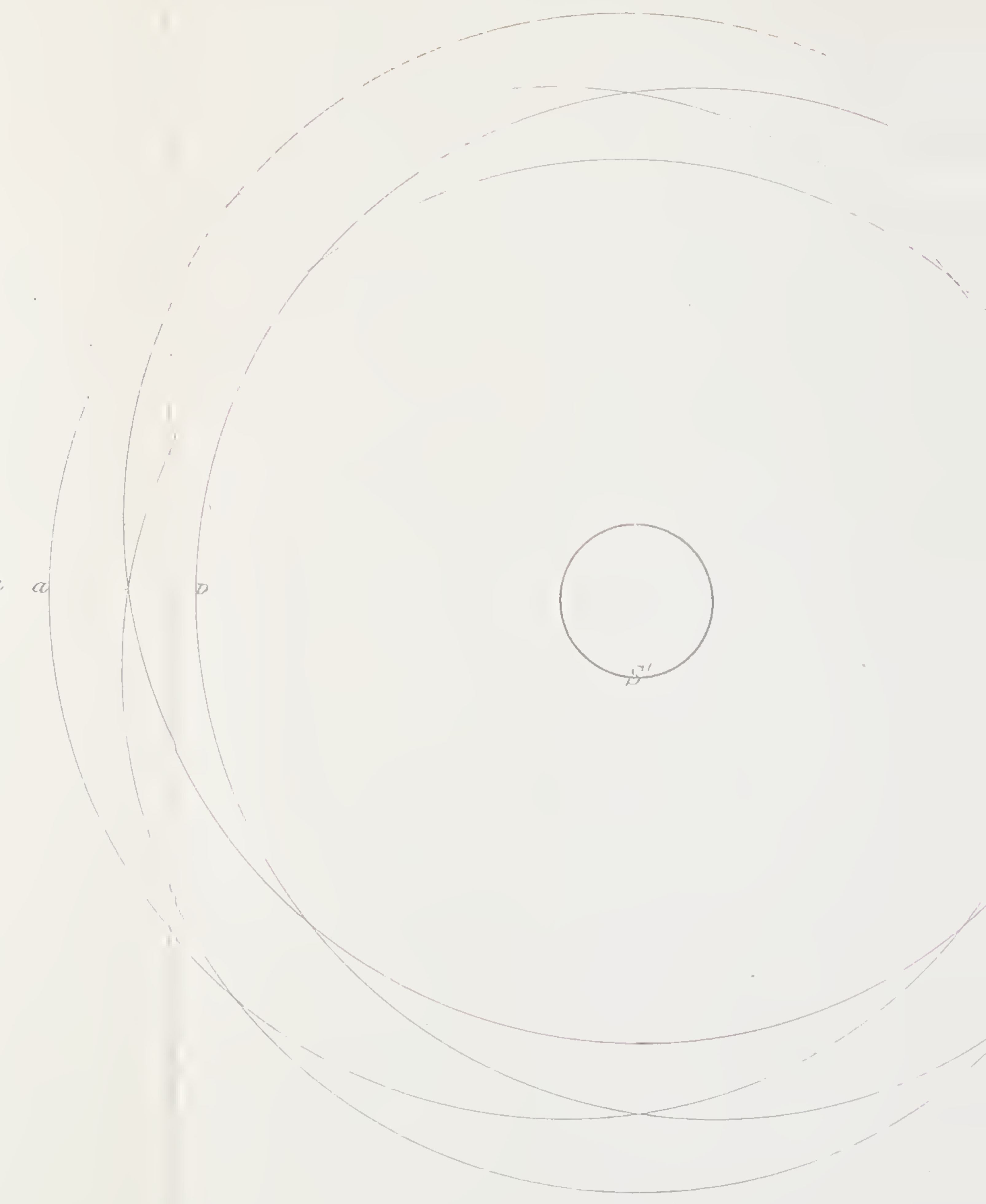
III, IIIa.



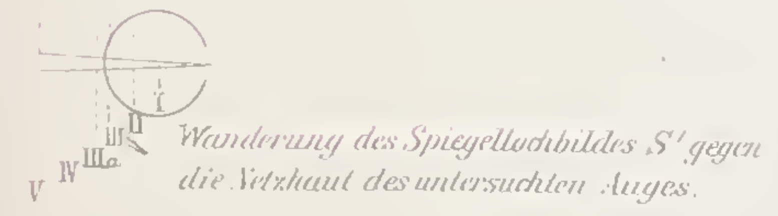
IV.



V.

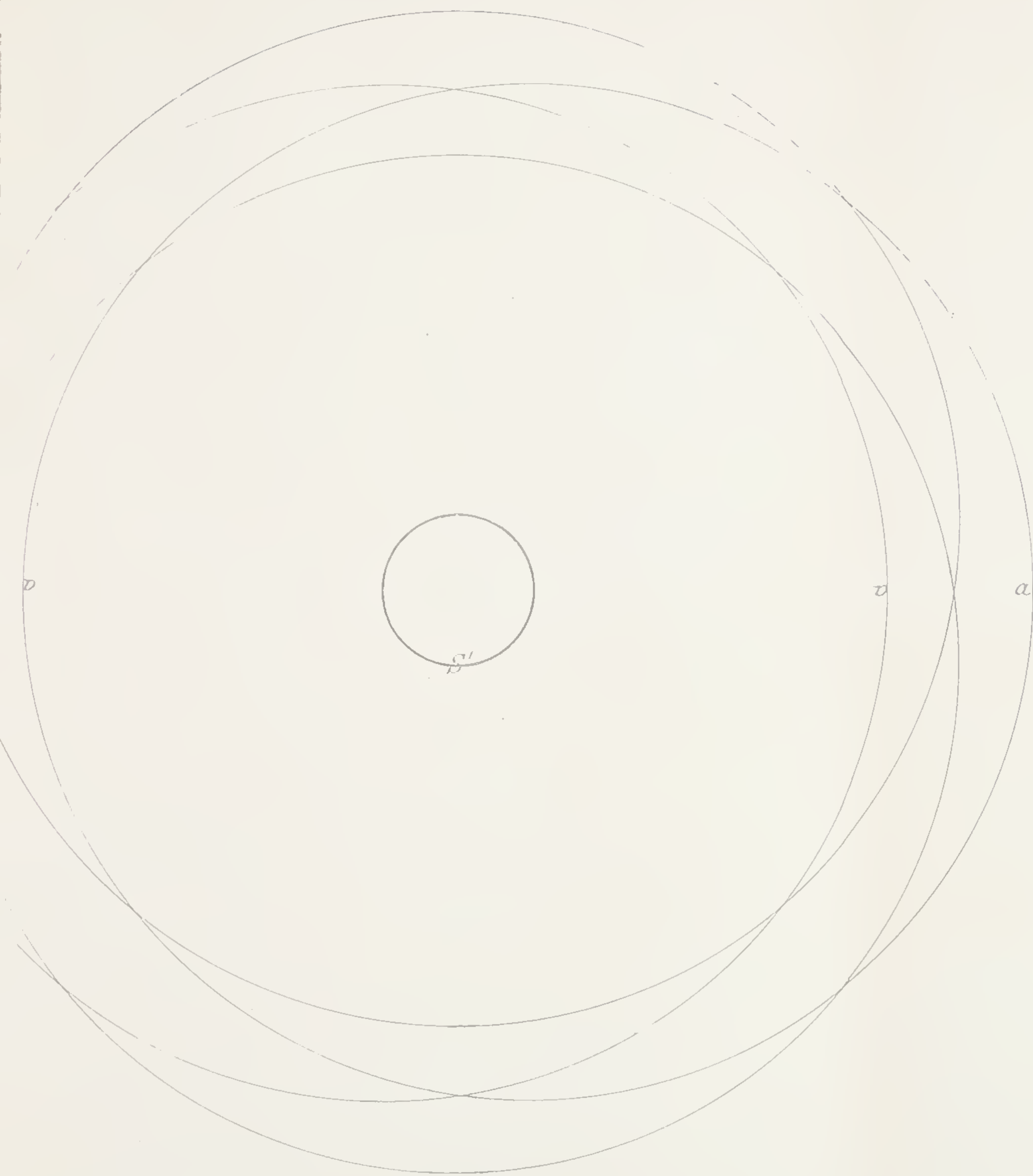


VI.

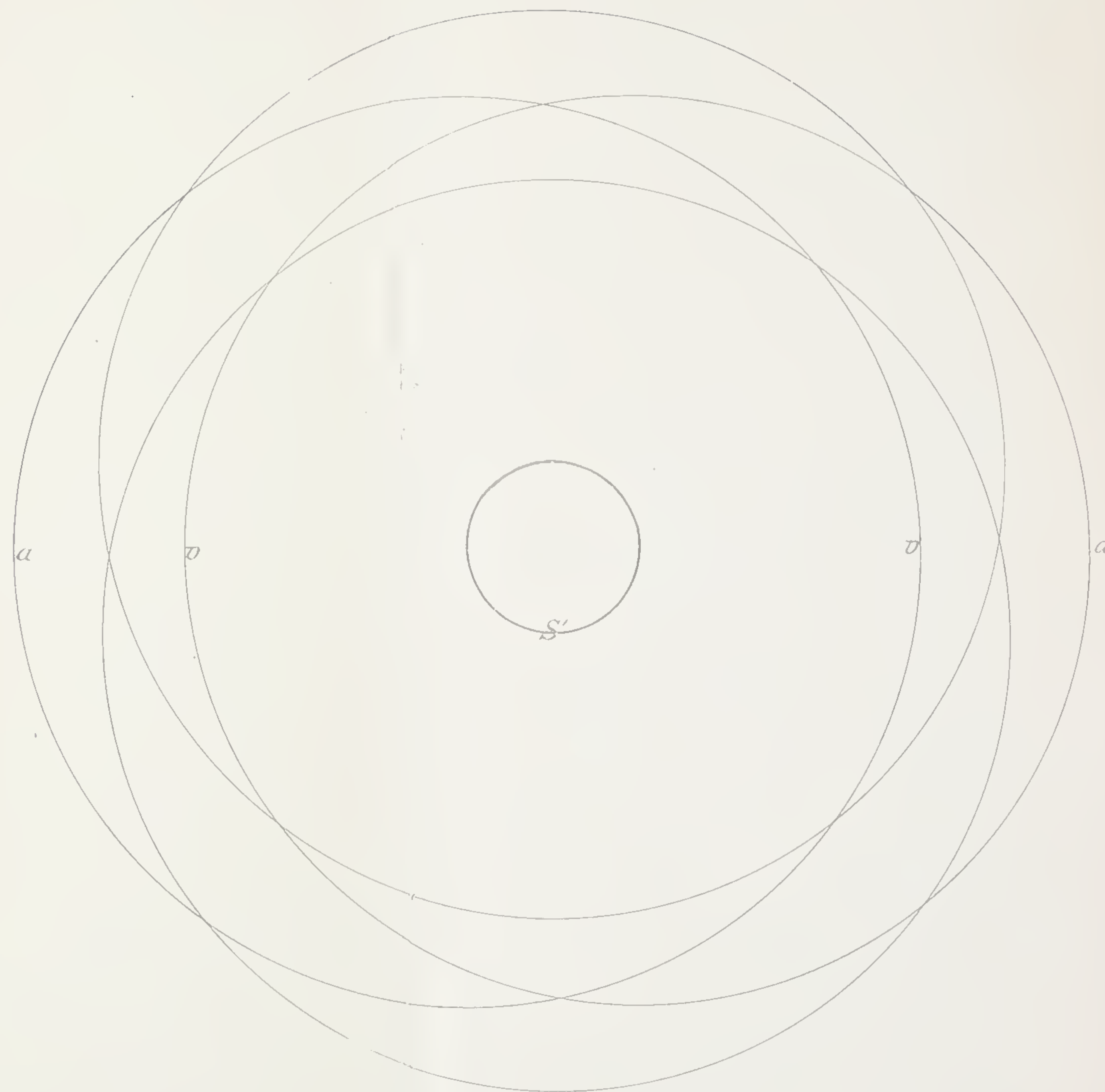


Wanderung des Spiegellochbildes S' gegen die Netzhaut des untersuchten Auges.

Verlag von S. Karger in Berlin NW 6



VI.



VII.

S. Karger Berlin NW6

Thomas, Lith. Inst.